PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 5 — 1. März 1935. Redaktionsschluß für Nr. 7 am 14. März 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. Moser, Ein neues Verfahren zur Füllung hochgradiger Quecksilberthermometer mit einem verdichteten Gase. S. 153.

H. Bomke, Der Einfluß starker elektrischer Felder auf die Lichtemission des Parheliums im äußersten Ultraviolett. Mit Tafel IV. S. 158.

F. Trenkler, Eigenschwingungen mechanischer Molekülmodelle. S. 162.

G. Groetzinger, Über die Beeinflussung des Kristallphotoeffektes durch ein magnetisches Feld. S. 169.

E. Reichenbächer, Die Elektrizitätsdichte und der Elektronenradius. S. 173.

W. M. Mazee, Eine Methode zur Bestimmung der dielektrischen Konstante leitender Lösungen. S. 177.

H. Th. Graziadei, Zur Turbulenz bei Ionenzählern. S. 181.

Besprechungen:

A. Eddington, L'univers en expansion. S. 182.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. 13. S. 183.

H. Falkenhagen, Electrolytes. S. 183.

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Band 9, Abschnitt 1. H. Kuhn, Atomspektren. S. 183.

Rosenberg-Hauschulz, Lehrbuch der Physik. a) Unterstufe. b) Oberstufe. S. 184.

Nachrichten. S. 184.

ABHANDLUNGEN.

Ein neues Verfahren zur Füllung hochgradiger Quecksilberthermometer mit einem verdichteten Gase.

Von Helmut Moser.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Quecksilberthermometer, die für die Messung höherer Temperaturen bestimmt sind, müssen oberhalb der Quecksilberkuppe mit einem chemisch unwirksamen Gase gefüllt sein, dessen Druck so hoch ist, daß die Bildung von Quecksilberdampfblasen im Thermometergefäß und ein Abdestillieren des Quecksilbers von der Kuppe verhindert wird. Zur Füllung eines Thermometers mit einem Gase von höherem Druck diente bisher hauptsächlich der von G. Lips[1]) in der PTR konstruierte Apparat, bei dem das Thermometer in einen geschlossenen druckfesten Raum gebracht und unter Druck elektrisch zugeschmolzen wird. Die Anschaffung dieses Apparates verursacht ziemlich hohe Kosten und war bisher nur wenigen Firmen möglich. Auch war der Apparat noch nicht für das Zuschmelzen von Thermometern aller Art, z. B. Quarzglasthermometern, geeignet, so daß diese immer noch unter Verwendung der als lästig empfundenen Verschlußmasse (z. B. Woodscher Legierung) mit Gas gefüllt werden mußten. Das neue Verfahren ist frei von diesen Schwierigkeiten und hat auch noch wesentliche Vorteile in anderer Hinsicht.

1) G. Lips, Zeitschr. d. D. Ges. f. Mech. u. Optik, S. 1, 1922.

Bei dem neuen Verfahren wird unter Verwendung von flüssiger Luft in der oberen Erweiterung des Thermometers ein chemisch unwirksames Gas in solcher Menge kondensiert, daß nach dem Abschmelzen des Thermometers und nach Wegnahme der flüssigen Luft der gewünschte Druck vorhanden ist. Da das Abschmelzen nur bei Unterdruck im Innern des Thermometers stattfinden kann, kommen nur solche kondensierbaren Gase in Betracht, die bei der Temperatur der flüssigen Luft einen kleineren Dampfdruck als 760 mm *Hg* besitzen. Als solches schien das Edelgas Argon am besten geeignet[1]). Argon siedet bei $-186°$ und erstarrt bei $-189°$. Es ist also bei der Temperatur der flüssigen Luft ($-193°$) und des flüssigen Stickstoffes ($-196°$) bereits fest und besitzt bei diesen Temperaturen einen Dampfdruck von 304 bzw. 192 mm *Hg*[2]). Die benötigten Gasmengen sind sehr gering und mit großer Reinheit im Handel erhältlich. Letzteres ist wichtig, denn die Reinheit des Füllgases (Abwesenheit von Wasserdampf und Sauerstoff) ist eine Vorbedingung für die einwandfreie Beschaffenheit eines hochgradigen Thermometers. Ein Liter Argon von Atmosphärendruck reicht zur Füllung einiger hundert Thermometer,

1) Außer Argon käme hauptsächlich noch Kohlensäure in Frage. Mit diesem Gase sind jedoch früher bei Verwendung des alten Füllverfahrens aus bisher noch nicht ganz geklärten Gründen öfters schlechte Erfahrungen gemacht worden. Da bei dem neuen Verfahren der Preis des Argons pro Thermometerfüllung im Vergleich zu den übrigen Betriebskosten nur eine untergeordnete Rolle spielt, wurde diesem Gase der Vorzug gegeben.

2) Nach M. Born, Ann. d. Phys. **69**, 473, 1922.

während bei dem früheren Verfahren unter Verwendung einer Druckkammer etwa die 10000-fache Gasmenge (meist Stickstoff) benötigt wurde, deren Reindarstellung zudem schwieriger ist. Die Gesellschaft für Lindes Eismaschinen, A.G. in Höllriegelskreuth bei München liefert für den vorliegenden Zweck ein sehr reines Argon in zugeschmolzenen zylindrischen Glasgefäßen von 1 Liter Inhalt und 1 Atm. Überdruck zum Preise von zur Zeit 25,20 RM. für den Liter von Atmosphärendruck. Die Beschaffung von flüssiger Luft dürfte für die meisten Firmen keine Schwierigkeiten bereiten, da es gestattet ist, sie als Expreßgut mit der Reichseisenbahn zu versenden.

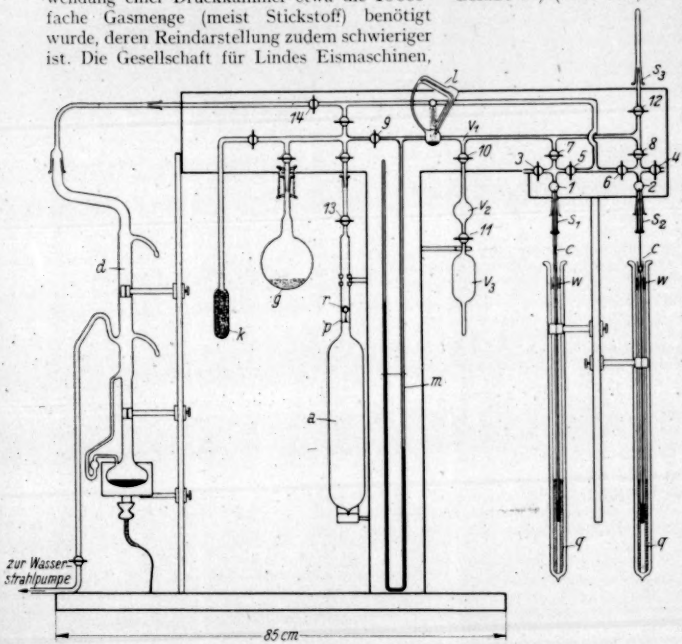


Abb. 1. Apparat zur Füllung hochgradiger Quecksilberthermometer mit verdichtetem Argon.

1. Apparat.

Die für das neue Verfahren benötigte Apparatur besteht aus einer auf einem massiven Holzgestell in T-Form befestigten Glasrohranordnung mit verschiedenem Zubehör, die mit Hilfe einer Diffusionspumpe d[1]) evakuiert werden kann (Abb. 1). Das Argon[2]) befindet sich zunächst unter 1 Atm. Überdruck in dem zylindrischen Gefäße a[1]) (1000 cm³) und kann durch Öffnen der entsprechenden Hähne in den mit Phosphorpentoxyd beschickten Glaskolben g (500 cm³) übergeleitet werden. Das mit Absorptionskohle gefüllte Gefäß k (30 cm³) vertritt die Stelle einer Saug- und Druckpumpe und ermöglicht den Transport des Gases zwischen den verschiedenen Teilen des Apparates ohne Gasverlust und damit auch die vollständige Ausnutzung des im Vorratsgefäß a eingeschlossenen Argons. Der Teil des Apparates rechts von dem Hahn 9 dient dem eigentlichen Zweck der Thermometerfüllung sowie der Abmessung der benötigten Gasmengen. Die Anordnung ist so getroffen, daß gleichzeitig 2 Thermometer an den Apparat angeschlossen werden können. Der Anschluß eines in der üblichen Weise entlüfteten und zunächst zugeschmolzenen Thermometers an den Apparat ist in Abb. 2 gezeichnet. Das Thermometer, das oberhalb der Verengung c, an der später abgeschmolzen werden soll, eine mindestens 11 cm lange und höchstens 4 mm starke Verlängerung der Kapillaren besitzt, wird bei e mit weißem

1) Für den vorliegenden Zweck eignet sich z. B. die dreistufige Diffusionspumpe Modell Nr. 3103 der Firma Hanff & Buest in Berlin N 4, Chausseestr. 117.

2) Dieses Gas wurde freundlicherweise von der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen in Höllriegelskreuth zur Verfügung gestellt.

1) Vorbereitung des Gefäßes a. Dieses Gefäß ist bei der Lieferung nicht mit dem Hahn 13 verbunden, und die bei p eingeschmolzene dünnwandige Glaskapillare ist oben geschlossen. Der Hahn 13 wird daher zunächst vermittels des zugehörigen Schliffes von der Apparatur entfernt und nach dem Einfügen einer Glaskugel r in den erweiterten Rohransatz an das Gefäß a angeschmolzen, wobei dieses in umgekehrter Lage wie in Abb. 1 gehalten werden muß. Alsdann wird das Gefäß a bei s_3 an den Apparat angeschlossen und das Rohrstück zwischen Hahn 13 und p evakuiert. Erst nachdem dies geschehen ist, kann die Kapillare bei p durch Umkehren des Gefäßes mit der Glaskugel r zertrümmert und das Gefäß in die in Abb. 1 gezeichnete Lage gebracht werden. Das Küken des Hahnes 13 wird wegen des Überdruckes im Gefäß a durch Spiralfedern in der Hülse gehalten.

Siegellack derart an den Normalschliff s_1 gekittet, daß die Spitze der Kapillaren nach dem Zusammensetzen beider Normalschliffe in die Bohrung des Hahnes 1 hineinragt. Durch eine Drehung dieses Hahnes kann das Ende der Kapillaren leicht unter Vakuum abgebrochen werden, wenn diese zuvor etwa bei i angeritzt wurde. Damit Thermometer mit verschiedenem Durchmesser der verlängerten Kapillaren rasch an die Apparatur angeschlossen werden können, ist der Apparat mit verschiedenen Innenschliffen von 2–4 mm lichter Weite ausgerüstet. Aus Abb. 1 ist zu ersehen, wie die obere Erweiterung der unterhalb der Schliffe s_1 und s_2 angebrachten Thermometer durch flüssige Luft abgekühlt werden kann. Jedes Thermometer ist von einem langen unversilberten Vakuummantelgefäß von etwa 22 mm lichter Weite umgeben. Sein unteres Ende wird so weit in den Gummischlauch q geschoben, daß sich die obere Erweiterung des Thermometers nahe der Öffnung des Vakuumglases befindet. Nach dem Einsetzen eines Watteringes w kann der obere Teil des Vakuummantelgefäßes mit flüssiger Luft gefüllt werden, ohne daß diese durch die Watte nach unten dringt. Bei dem unterhalb von Schliff s_2 angebrachten Einschlußthermometer muß auch ein Wattering zwischen Kapillar- und Umhüllungsrohr gebracht werden. Zur Abmessung des Argons dient das geschlossene Manometer m von 80 cm Länge in Verbindung mit den bekannten Volumina v_1, v_2 und v_3. v_1 ist das Volumen der mit dem Manometer m verbundenen Glasrohranordnung für den Fall, daß der Manometerstand etwa 350 mm beträgt, die Hähne 3, 5, 8, 9, 10 und 12 geschlossen sind und bei geöffneten Hähnen 1 und 7 ein Thermometer am Schliffe s_1 angeschlossen ist. Das Volumen v_1 bleibt dasselbe, wenn der Hahn 1 und 7 geschlossen, dafür 2 und 8 geöffnet und an den Schliff s_2 statt s_1 ein Thermometer angesetzt wird. v_1 wird bei Verwendung von Glasrohren von 2 mm lichter Weite etwa 5 cm³ groß. Seine genaue Größe kann unter Verwendung der vor dem Ansetzen an die Apparatur bereits kalibrierten Volumina v_2 (= 20 cm³) und v_3 (= 100 cm³) nach bekannten volumenometrischen Methoden ermittelt werden. Vermittels der Hähne 3 und 4 wird nach beendeter Füllung eines Thermometers vor dem Abnehmen der Innenschliffe s_1 bzw. s_2 Luft eingelassen. Zur Prüfung der Güte des Vakuums wird mit Vorteil ein drehbares Vakuummeter (l) mit 3 Meßbereichen[1]) verwendet.

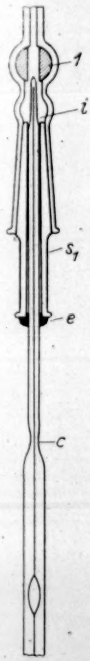


Abb. 2. Anschluß eines Thermometers an den Apparat.

2. Verfahren.

Wenn der Apparat in Gebrauch genommen wird, soll er einige Tage unter Vakuum gestanden haben. Das Absorptionsgefäß k wird, auf etwa 400° erhitzt, durch mindestens 24stündiges Pumpen von Gas befreit. Nützlich ist ein 2–3maliges Ausspülen der ganzen Apparatur mit geringen Mengen von Argon (je 1 cm³ von Atmosphärendruck genügt). Hierauf wird der Kolben g aus dem Vorratsgefäß a mit Argon bis zu einem Drucke von etwa 700 mm Hg gefüllt, wobei der Druck am Manometer m abgelesen werden kann. Der hierbei in den Rohrleitungen verbleibende Gasrest wird im Gefäß k durch Eintauchen desselben in flüssige Luft absorbiert. Zur Füllung eines Thermometers soll grundsätzlich nur solches Argon verwendet werden, das mindestens einen Tag mit dem Phosphorpentoxyd des Kolbens g in Berührung gestanden hat. Ein Nachfüllen des Argons in g, gegebenenfalls unter Zuhilfenahme des Absorptionsgefäßes k, ist erst dann nötig, wenn der Druck auf etwa 500 mm Hg gesunken ist, im allgemeinen erst nach der Füllung von etwa 70 Thermometern. Der auf diese Weise vorbereitete Apparat ist jederzeit betriebsbereit.

Soll ein Thermometer mit einem vorgeschriebenen Gasdruck von P Atmosphären gefüllt werden, so muß zunächst das Volumen v_t der oberen Erweiterung des Thermometers einschließlich der von Quecksilber bei Zimmertemperatur nicht ausgefüllten Kapillarteile (bis zur Abschmelzstelle) und sonstigen Erweiterungen in cm³ ermittelt werden. v_t kann z. B. aus dem Inhalt dieser Volumina in „Graden" und aus dem Quecksilberinhalt des Thermometers in cm³ bestimmt werden. Ist v_t bekannt, so wird das Thermometer wie unter 1 beschrieben, z. B. an den Schliff s_1 (Abb. 1) des Apparates angesetzt und durch Öffnen der Hähne 5 und 14 die Verbindung zur Pumpe hergestellt. Das Auspumpen soll nach dem Abbrechen der Thermometerspitze so lange fortgesetzt werden, bis der am Vakuummeter l abgelesene Druck kleiner als 0,001 mm Hg ist und nach dem Schließen des Hahnes 14 in der Minute um weniger als 0,001 mm Hg ansteigt. Hierauf wird das Thermometer durch Schließen von Hahn 5 und Öffnen von Hahn 7 mit einem ausgemessenen Volumen v verbunden und ein

1) H. Moser, Physik. Zeitschr. **36**, 1, 1935. Zu beziehen von der Firma Müller & Co., Berlin, Elsasser Straße 52.

Gasdruck von p mm Hg durch Zufuhr entsprechender Argonmengen aus dem Kolben g in diesem Volumen hergestellt. p wird in mm Hg berechnet nach der Formel

$$p = \frac{v_t}{v} \cdot (760\,P - p_d) + p_d + 20\,,$$

worin p_d der Dampfdruck des Argons bei der Temperatur der zur Verwendung kommenden flüssigen Luft in mm Hg bedeutet. Das Volumen v ist in drei verschiedenen Größen herstellbar, nämlich mit $v_1 = 5$ cm³, $(v_1 + v_2) = 25$ cm³ und $(v_1 + v_2 + v_3) = 125$ cm³. Es soll so gewählt werden, daß der nach der obigen Formel berechnete Druck p möglichst groß wird, jedoch den Betrag von 500 mm Hg nicht überschreitet. Wird alsdann die obere Erweiterung des Thermometers mit flüssiger Luft umgeben, so fällt der am Manometer m abzulesende Druck infolge der Kondensation des Argons. Ist der Druck auf diese Weise um $\Delta p = \frac{v_t}{v} \cdot (760\,P - p_d)$ mm Hg gesunken, so wird der Hahn 7 geschlossen und das Thermometer kann bei c abgeschmolzen werden. Damit der Strömungswiderstand, den das Gas in der kapillaren Zuleitung zur oberen Erweiterung des Thermometers findet, in kurzer Zeit überwunden werden kann, ist der Anfangsdruck p des Argons so gewählt worden, daß der Druck des Gases nach beendeter Füllung noch um 20 mm Hg höher liegt als der Dampfdruck p_d. Mehrere Thermometer werden durch Verwendung der beiden Anschlüsse s_1 und s_2 nacheinander derart behandelt, daß das eine Thermometer bereits mit Argon gefüllt wird, während das andere noch mit der Pumpe in Verbindung steht. Der Dampfdruck p_d des Argons bei der Temperatur der flüssigen Luft ist verschieden je nach der prozentualen Zusammensetzung der zur Verfügung stehenden flüssigen Luft an Stickstoff und Sauerstoff und wird am besten vor der Füllung einer Thermometerserie am Apparat selbst bestimmt. Man taucht zu diesem Zweck den unteren Rohransatz des Gefäßes v_3, das vorher mit etwa 400 mm Hg Argon gefüllt und mit dem Manometer m verbunden wurde, in die betreffende flüssige Luft ein und liest nach beendeter Kondensation den Dampfdruck p_d direkt am Manometer ab. Man benutze, wenn möglich, eine sauerstoffarme flüssige Luft. Flüssiger Sauerstoff ist für das Verfahren nicht geeignet, da dessen Siedetemperatur bereits höher liegt als die des Argons.

3. Bemessung des Gasdruckes P.

Der Druck des Gases in einem hochgradigen Thermometer muß so bemessen sein, daß er bei jeder Temperatur, der das Thermometer ausgesetzt wird, noch etwas größer ist als der Dampfdruck des Quecksilbers bei dieser Temperatur. Für den praktischen Gebrauch diene die folgende Tabelle, in welcher der Dampfdruck p_q des Quecksilbers zwischen 300° und 1000° nach einer von Menzies[1]) angegebenen Formel berechnet ist.

t° C	p_q in Atm.	t° C	p_q in Atm.
300	0,3	700	52
350	0,9	750	73
400	2	800	100
450	4	850	133
500	8	900	172
550	14	950	218
600	23	1000	270
650	35		

Aus Gründen der Haltbarkeit wird man ein hochgradiges Thermometer zweckmäßig durch geeignete Wahl der oberen Erweiterung so konstruieren, daß der Druck des Gases infolge der Ausdehnung des Quecksilbers beim Erwärmen stark zunimmt, so daß er bei Zimmertemperatur nur einen Bruchteil des maximal benötigten Druckes ausmacht. So würde z. B. bei einem bis 800° geteilten Quarzglasthermometer, das mit einer oberen Erweiterung von 200 „Graden" versehen ist, eine Gasfüllung von etwas mehr als 20 Atm. Druck bei Zimmertemperatur genügen, da der Druck bis 800° auf das Fünffache steigt. Andererseits darf die obere Erweiterung des Thermometers auch nicht so klein gewählt werden, daß der Druck bei einer geringen Überhitzung des Thermometers über den vorgesehenen Meßbereich hinaus so hohe Werte annimmt, daß er zur Zerstörung des Thermometers führt. Auch eine etwaige Erwärmung der oberen Erweiterung des Thermometers beim Gebrauch hat eine Drucksteigerung zur Folge und muß gegebenenfalls bei der Bemessung des Druckes P in Rechnung gesetzt werden.

Der maximale Druck, der mit dem neuen Verfahren erzeugt werden kann, beträgt rund 700 Atm. für den Fall, daß die obere Erweiterung des Thermometers und die quecksilberfreie Kapillare vollständig mit flüssigem Argon gefüllt wird. Er folgt aus der Dichte des flüssigen Argons von 1,4 g/cm³ am normalen Siedepunkt und der Dichte des Gases von 0,0019 g/cm³ bei Zimmertemperatur und Atmosphärendruck. Somit können alle in der Praxis erforderlichen Drucke hergestellt werden. Es besteht auch die Möglichkeit, starkwandige Quarzglasthermometer für noch höhere Temperaturen wie bisher anzufertigen; doch sollte dies nur dann geschehen, wenn durch geeignete Sicherheitsvorrichtungen (z. B. Umhüllungsrohre aus Metall)

[1]) Alan W. C. Menzies, Zeitschr. f. phys. Chem. **130**, 90, 1927.

dafür gesorgt ist, daß diese Thermometer im Gebrauch bei etwaigem Bruch keinen Schaden anrichten können. Auch bei der Füllung eines Thermometers mit Argon nach dem neuen Verfahren ist darauf zu achten, daß nicht etwa infolge falscher Berechnung ein zu hoher Druck erzeugt wird. Die einfachste Sicherheitsvorkehrung besteht darin, daß man sich vor dem Abschmelzen des Thermometers durch Augenschein davon überzeugt, daß nur ein Bruchteil der oberen Erweiterung bzw. der anschließenden Kapillaren (im allgemeinen weniger als ein Zehntel) mit festem Argon gefüllt ist. Die Größe des Druckes läßt sich auch nach beendeter Füllung aus der Eispunktsdepression feststellen, wenn der Druckkoeffizient bekannt ist.

4. Feuchtigkeit der Gasfüllung.

Schließlich soll noch etwas über den schädlichen Einfluß der Feuchtigkeit des Füllgases und deren hinreichende Beseitigung gesagt werden. Wasser ist nur schädlich, wenn es sich in flüssiger Form in der Thermometerkapillaren festsetzt, so daß sich beim Erhitzen des Thermometers zwischen Kapillarwand und Quecksilberfaden Wasserdampfblasen bilden können. Wasserdampf schadet nicht, wenn er nur in so geringen Mengen im Gase enthalten ist, daß er sich selbst bei der tiefsten Temperatur, der das Thermometer ausgesetzt wird (im allgemeinen 0°), noch nicht kondensieren kann. Da der Dampfdruck des Wassers bei 0° 4,6 mm *Hg* beträgt, muß z. B. bei einem mit 50 Atm. Druck gefüllten Thermometer verlangt werden, daß die Gasfüllung weniger als $1{,}2 \cdot 10^{-4}$ Volumenteile Wasserdampf enthält (auf gleichen Druck bezogen). Diese Forderung ist bei dem neuen Verfahren erfüllt und läßt sich auch an dem Apparat selbst kontrollieren. Man füllt zu diesem Zweck das Gefäß v_3 (Abb. 1) mit Argon von 400 mm *Hg* Druck und umgibt es mit flüssiger Luft, so daß sich etwaiger Wasserdampf des Gases an der Glaswand kondensiert. Alsdann absorbiert man die Hauptmenge des Argons, während v_3 noch in flüssige Luft taucht, im Gefäß *k* und pumpt den Rest des Gases bis zu einem Druck von 0,001 mm *Hg* mit der Diffusionspumpe weg. Hierauf wird der Hahn 14 geschlossen und die flüssige Luft von v_3 entfernt, wobei die Verbindung zum Vakuummeter *l* bestehen bleibt. Wird nach dem Erwärmen von v_3 auf Zimmertemperatur an dem mittleren Meßbereich des Vakuummeters (bei dem sich der Wasserdampf nicht kondensieren kann) ein Druck von weniger als 0,01 mm *Hg* festgestellt, so ist damit bewiesen, daß das betreffende Argon weniger als $9{,}5 \cdot 10^{-4}$ Volumenteile Wasserdampf enthielt (v_3 ist größer als die übrigen angeschlossenen Volumina zusammen).

Schluß.

Das neue Verfahren ist bereits mit bestem Erfolge an einigen Versuchsthermometern, welche die Firma Richter & Wiese in Berlin freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat, praktisch erprobt worden. Um einem oft geäußerten Wunsche entgegenzukommen, ist die Physikalisch-Technische Reichsanstalt bereit, hochgradige Thermometer aller Art (also auch Quarzglas- und Winkelthermometer) auf Antrag nach dem neuen Verfahren mit Argon zu füllen. Die einzureichenden Thermometer müssen, von der Abschmelzstelle an gerechnet, eine mindestens 11 cm lange und höchstens 4 mm starke Verlängerung der Kapillaren besitzen. Es ist ferner erwünscht, daß der Inhalt der oberen Erweiterung der Thermometer und der bei Zimmertemperatur von Quecksilber nicht ausgefüllten Kapillarteile und sonstigen Erweiterungen in cm^3 oder in „Graden" auf 10—20 v. H. genau angegeben wird, im letzteren Falle auch der Quecksilberinhalt der Thermometer in cm^3.

Die Firma Richter & Wiese, Berlin, Chausseestraße 106 hat sich bereit erklärt, den neuen Apparat auf Bestellung nach dem Modell der Reichsanstalt anzufertigen, so daß auch einer Verwendung des neuen Verfahrens außerhalb der Reichsanstalt nichts im Wege steht.

Zusammenfassung.

Ein neues Verfahren zur Füllung hochgradiger Thermometer mit einem chemisch unwirksamen Gase von höherem Druck sowie die zur praktischen Durchführung dieses Verfahrens nötige Apparatur werden beschrieben. Bei dem neuen Verfahren wird unter Verwendung von flüssiger Luft in der oberen Erweiterung des Thermometers eine solche Menge des Edelgases Argon kondensiert, daß nach dem Abschmelzen des Thermometers und nach Wegnahme der flüssigen Luft der gewünschte Druck vorhanden ist. Die Vorteile dieses Verfahrens gegenüber dem alten elektrischen Zuschmelzverfahren mit Druckkammer werden aufgezeigt. Unter anderem lassen sich mit dem neuen Verfahren Thermometer aller Art, also auch Quarzglasthermometer ohne Verwendung einer Verschlußmasse mit Druck füllen, was bisher nicht gelungen ist. Zum Schluß wird auf die richtige Bemessung des Gasdruckes sowie auf den schädlichen Einfluß von Feuchtigkeit in der Gasfüllung des Thermometers und auf deren hinreichende Beseitigung hingewiesen.

(Eingegangen 12. Januar 1935.)

Der Einfluß starker elektrischer Felder auf die Lichtemission des Parheliums im äußersten Ultraviolett.

Von Hans Bomke.

Mit Tafel IV.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Auf Anregung von Herrn Präsident Stark sind im Präsidentenlaboratorium der Physikalischen Reichsanstalt verschiedene Untersuchungen über den Einfluß elektrischer Felder auf im extremen Ultraviolett liegende Spektrallinien ausgeführt worden. Nachdem so erstmalig R. Frerichs (1) einen elektrischen Aufspaltungseffekt durch Nachweis des transversalen Starkeffektes an der Lyman-Serie des Wasserstoffes festgestellt hatte, und nachdem ferner R. Frerichs und der Verfasser (2) auch den longitudinalen Effekt an derselben Serie untersucht hatten, erschien der Versuch aussichtsreich, einen Einfluß elektrischer Felder an noch kurzwelligerer Strahlung zu suchen. Auf Veranlassung von Herrn Präsident Stark hat der Verfasser daher eine diesbezügliche Untersuchung an dem im äußersten Ultraviolett gelegenen Heliumspektrum ausgeführt, über deren Resultat hier berichtet werden soll.

Das Helium weist in dem in Frage stehenden Spektralbereich 2 Serien auf, die für eine derartige Untersuchung in Frage kommen könnten. Eine äußerst kurzwellige Serie, deren stärkste Glieder bei 303,3 und bei 256,3 Å liegen, gehört dem Spektrum des ionisierten Heliums an und entspricht der Lyman-Serie des Wasserstoffes. Die andere Heliumserie, die Linien bei 584,4, 537,1, 522,2 und 515,6 Å aufweist, gehört dem Spektrum des neutralen Heliums an und hat sich als Serie $1S - mP$ des Parheliums deuten lassen. Aus dem Verhalten analog gebauter, im Sichtbaren bzw. im langwelligen Ultraviolett liegender Serien des Heliums, die von J. Stark und seinen Mitarbeitern (3) bereits früher untersucht worden sind, war zu erwarten, daß die erwähnte Serie des ionisierten Heliums einen linearen Stark-Effekt zeigen würde, während die Parheliumserie $1S - mP$ nurmehr einen sehr kleinen quadratischen Effekt erwarten ließ. Während aber die Linien der Parheliumserie leicht erhalten werden können, war von der Serie des ionisierten Heliums bekannt, daß dieselbe nur schwierig zu erhalten ist, und es war sehr fraglich, ob sie im Kanalstrahl überhaupt angeregt werden kann. Die Versuche hatten sich daher in erster Linie auf eine Untersuchung der Parheliumlinien zu erstrecken.

Bei den Versuchen wurde der bereits bei den vorhergehenden, obenerwähnten Arbeiten des Laboratoriums beschriebene, von Sawyer (4) konstruierte 1-m-Vakuumspektrograph (gebaut von Herrn Lesche in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt) benutzt, der eine Dispersion von 17,2 Å aufweist und dessen erste Ordnung sich über den Wellenlängenbereich von 0–2500 Å erstreckt. Wie in den früheren Untersuchungen über den Stark-Effekt im extremen Ultraviolett wurde auch hier die Starksche Kanalstrahlmethode benutzt. Die Ausführung der Versuche stieß auf verschiedene unvorhergesehene Schwierigkeiten. Die Apparatur mußte in einigen wichtigen Punkten gegenüber der früher von Frerichs sowie Frerichs und dem Verfasser benutzten Anordnung geändert werden.

Das Entladungsrohr war ein langes, besonders starkwandiges Quarzrohr mit Molybdänanode und wassergekühlter Kathode. Bei einer Betriebsspannung von 15000 V und einer Belastung von 40 mA konnte das durch einen kräftigen Luftstrom gekühlte Rohr in ununterbrochenem Dauerbetrieb benutzt werden. Der Kanalstrahl trat durch eine an der Rückseite der Kathode befindliche Düse von $0{,}4 \cdot 5\,\text{mm}^2$ Querschnitt in den Beobachtungsraum ein. Durch besondere Versuche war die Düsenlänge so abgestimmt worden, daß bei einem Druck von 0,1 mm im Entladungsrohr bei kräftigem Abpumpen am Beobachtungsraum in demselben nur mehr ein Druck von 10^{-3} mm herrschte. Durch gesonderte Kapillarhähne konnte in den Beobachtungsraum und ebenso in das Entladungsrohr Gas eingelassen werden, so daß unabhängig voneinander an beiden Stellen die jeweils günstigsten Gasdrucke eingestellt werden konnten.

Mittels eines großen Metallschliffes, der seitlich an dem Beobachtungsraum angebracht war, wurde das Kanalstrahlrohr auf den Vakuumspektrographen aufgesetzt. Diese Einrichtung erwies sich als sehr nützlich, da es sich herausstellte, daß das Rohr nach jeder längeren Aufnahme gereinigt werden mußte. Aus diesem Grunde waren auch die Pump- und Gaszuleitungen zum Entladungsrohr und zum Beobachtungsraum mittels schnell auseinandernehmbarer Schliffverbindungen bewerkstelligt. Als Dichtungsmittel diente dabei Apiezonkitt. Es zeigte sich, namentlich, wenn das Kanalstrahlrohr mit hohen Spannungen betrieben wurde, daß die Entladung des öfteren über die Pumpleitungen nach dem Vorvakuum überschlug. Dieser sehr lästige Übelstand wurde schließlich vermieden, indem in diesen Rohren weitmaschige Drahtnetze angebracht wurden, die die Ausbildung einer solchen Entladung verhinderten.

In dem Beobachtungsraum befanden sich dicht unter der Öffnung der Kanalstrahldüse die beiden aus Eisen hergestellten Feldelektroden,

von denen die eine (—) zusammen mit dem Spektrographen und der Kathode geerdet war. Die andere Feldelektrode war mit Wasserkühlung versehen und war in einen dickwandigen Quarzisolator genau eingepaßt. Beide Feldelektroden hatten rechteckige Stirnflächen von $6 \cdot 12$ mm² Ausmaß. Beobachtet wurde in der transversalen Richtung. Zur Erzielung eines hohen Feldes wurde der Abstand der beiden Feldelektroden so gering als möglich gewählt, er betrug bei einigen Versuchen nicht mehr als 0,03 mm! Bei den ersten Versuchen befand sich zwischen Beobachtungsraum und Spektrograph noch ein optischer Spalt von einigen hundertstel Millimeter Breite. Es erwies sich jedoch, daß bei den verwendeten engen Feldelektrodenabständen dieser optische Spalt überflüssig wird. Bei Ausführung der eigentlichen Versuche war daher die Anordnung so getroffen, daß die Feldelektroden selbst als Spalt dienten, indem die Vorderkanten der beiden Feldelektroden mittels des Konkavgitters auf die photographische Platte abgebildet wurden. Nach Fortfall des engen Spaltes zwischen Spektrograph und Beobachtungsraum war zunächst trotz stärksten Abpumpens des Spektrographengefäßes mittels zweier parallelliegender großer vierstufiger Gaede-Pumpen bei einem Druck von etwa 0,01 mm im Beobachtungsraum — dieser Druck erwies sich zur Erzielung eines guten Stoßleuchtens als vorteilhaft — der Druck im Spektrographen so hoch, daß bei den langen Aufnahmen die Platten verschleierten. Zur Erzielung eines in jedem Fall genügend großen Druckunterschiedes wurde zwischen Beobachtungs- und Spektrographenraum eine besondere Vorrichtung zur Gastrennung eingebaut. Diese bestand aus einem 6 cm langen Spaltrohr aus Aluminium, das auf der den Feldelektroden zugewandten Seite einen lichten Querschnitt von $0{,}3 \cdot 5$ mm² hatte und sich in Richtung des Spektrographen entsprechend dem Öffnungsverhältnis des Gitters konisch erweiterte. Mittels eines Kugelgelenkes konnte der Gastrennspalt verschoben und gedreht werden und wurde so eingestellt, daß er den Strahlengang nicht behinderte. Bei den ersten Versuchen mit dieser neuen Einrichtung zeigte sich, daß durch streifende Reflexion im Spaltrohr noch störendes Licht in den Spektrographen gelangte, obwohl das Spaltrohr innen gut mit Ruß geschwärzt war. Die Störungen verschwanden vollkommen, nachdem an den Längsseiten des Spaltrohres zahlreiche konkave Einbuchtungen angebracht worden waren. Bei Benutzung des beschriebenen Gasspaltes konnte bei einem Druck von 0,01 mm im Beobachtungsraum im Spektrographengefäß der Druck leicht unter 10^{-4} mm gehalten werden.

Das aus Entladungsrohr, Beobachtungsrohr und Spektrograph abgepumpte Helium wurde über ein mit flüssiger Luft gekühltes Rohr mit Absorptionskohle wieder in die Apparatur zurückgeleitet. Zur Entfernung von evtl. vorhandenen Wasserstoffspuren war außerdem ein auf dunkle Rotglut heizbares Quarzrohr mit feinpulverigem Kupferoxyd eingeschaltet, das sich jedoch aus im weiteren zu erörternden Gründen als überflüssig erwies. Es war ferner eine Vorrichtung zum Beimischen einer geringen Spur Sauerstoff zu dem in das Entladungsrohr strömenden Helium vorhanden. Zumal wenn das Rohr schon einige Zeit im Betrieb war und bereits eine beträchtliche Zerstäubung der Aluminiumkathode stattgefunden hatte, war diese Maßnahme zur Erzielung eines ruhigen Brennens des Kanalstrahlrohres vorteilhaft. Der Abstand der beiden Feldelektroden wurde mittels dünner, mikrometrisch gemessener Metallblättchen eingestellt, die genaue Ermittlung desselben geschah jedoch durch Beobachtung der Stark-Aufspaltung an der Wasserstofflinie 1215 Å. Naturgemäß wurde besonderer Wert auf eine möglichst gute Ausleuchtung des Gitters gelegt. Dies wurde durch Einjustierung der Apparatur vermittels einer hinter das Kanalstrahlrohr gesetzten Lichtquelle, deren direktes Bild mit Hilfe eines auf der Kassette sitzenden kleinen Prismas beobachtet wurde, erreicht. Bei Benutzung einer roten Lampe konnte die Justierung auf diese Weise auch während der Aufnahmen nachgeprüft werden.

Zum Betrieb des Kanalstrahlrohres diente eine aus Transformator, Glühventil und einem 1-μF-Kondensator bestehende Hochspannungsanordnung. Die Feldspannung wurde über ein Glühventil und einen 0,5-μF-Kondensator aus zwei hintereinandergeschalteten Induktorien entnommen. Passende Regulierwiderstände im Primärkreis der mit Wechselstrom betriebenen Induktorien ermöglichten es, jede gewünschte Feldspannung zwischen 2000 und 15000 V einzustellen. Mittels eines direkt an die Feldelektroden angeschlossenen Voltmeters konnte die Feldspannung dauernd nachgemessen werden.

Bereits die ersten Aufnahmen ergaben, daß die Linien der Parheliumserie $1S - mP$ leicht und mit genügender Intensität im Kanalstrahlstoßleuchten erhalten werden können. Die Linie 584,4 Å konnte so bis zur 4. Ordnung photographiert werden. Dagegen war es trotz aller darauf verwandten Mühe, und obwohl zu diesem Zweck die Spannung am Kanalstrahlrohr bis auf 35000 V gesteigert wurde und Aufnahmen bis zu 15 Stunden Dauer gemacht wurden, auch bei Abwesenheit eines Feldes nicht möglich, irgendwelche Andeutungen von der bei 300 Å

liegenden Serie des ionisierten Heliums im Kanalstrahllicht zu finden. In Übereinstimmung mit diesem Befund ist, daß auch auf den Kanalstrahlaufnahmen von K. Wien (5) diese Linien niemals erhalten werden konnten.

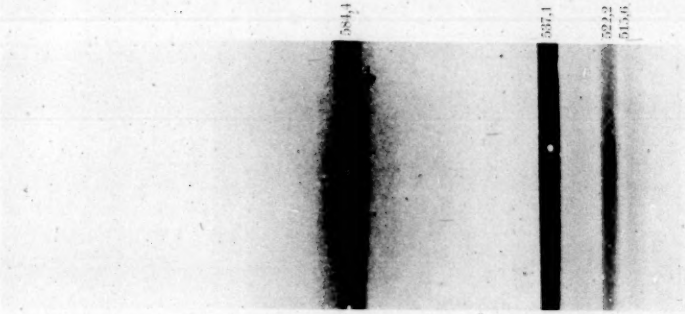
Da sich ergab, daß die Linien der Parheliumserie $1\,S - mP$ gegen eine elektrische Beeinflussung äußerst unempfindlich sind, mußte versucht werden, allerhöchste Feldstärken zu erreichen. Es gelang im Verlauf der Untersuchung, Feldstärken bis zu 1,31 Millionen V/cm zu erzeugen und bei diesen Feldern Aufnahmen von bis zu 13 Stunden Dauer zu machen. Kurzzeitig gelang es sogar, die Feldstärke noch wesentlich weiter zu steigern, doch war in diesem Fall die Intensität für brauchbare Aufnahmen nicht ausreichend. Überhaupt war bei diesen hohen Feldstärken infolge des bereits erwähnten sehr kleinen Feldelektrodenabstandes von nur 0,03 mm die Lichtintensität gering, so daß nur die erste Linie der Serie, 584,4 Å erhalten werden konnte, doch gelang es immerhin, diese Linie bei der Feldstärke von 1,31 Millionen V/cm noch in der 3. Ordnung zu photographieren. Eine merkliche Aufspaltung oder Verschiebung dieser Linie konnte nicht festgestellt werden. Ein evtl. vorhandener Aufspaltungseffekt muß bei der erwähnten Feldstärke unterhalb 100 Wellenzahlen liegen. Aus besonders angestellten Versuchen über die Abhängigkeit der Linienintensität von der Größe des Feldelektrodenabstandes ergab sich, daß bei Anwendung der extrem hohen Felder zum Erscheinen der zweiten Linie der Serie, 537,1 Å, eine Belichtungszeit von etwa 25 Stunden notwendig wäre, während es leider nicht gelang, die Apparatur bei den hohen Feldstärken länger als etwa 12–13 Stunden in Betrieb zu halten, da nach dieser Zeit stets kleine kathodisch zerstäubte Aluminiumpartikel aus dem Entladungsrohr zwischen die Feldelektroden kamen und diese kurzschlossen. Bei größeren Feldelektrodenabständen und demgemäß niedrigeren Feldstärken war naturgemäß die Intensität viel größer. Es konnte die zweite Linie, 537,1 Å, bis zu einer Feldstärke von 600000 V/cm aufgenommen werden. Wegen des größeren Feldelektrodenabstandes war allerdings jetzt auch die Linienbreite beträchtlich größer, so daß hier in der 1. Ordnung nur mehr 600 Wellenzahlen getrennt werden konnten. Es konnte erwiesen werden, daß unter diesen Bedingungen auch an der Linie 537,1 Å eine merkliche Aufspaltung noch nicht statthat. Bei der dritten Linie, 522,2 Å, die bis zu einer Feldstärke von 400000 V/cm verfolgt werden konnte, schien bei dieser Feldstärke eine schwache Andeutung einer beginnenden Aufspaltung vorhanden, doch sei dieses Resultat nur mit Vorbehalt mitgeteilt.

In der Tabelle sind die aus den Versuchen sich ergebenden unteren Grenzen, oberhalb derer eine Aufspaltung der in Frage stehenden Linien evtl. eintreten könnte, zusammengestellt. In der unteren Zeile der Tabelle sind die aus diesen Werten – bei Zugrundelegung eines quadratischen Effektes – sich ergebenden Mindestfeldstärken zur Erzielung einer Aufspaltung von einer Wellenzahl angegeben.

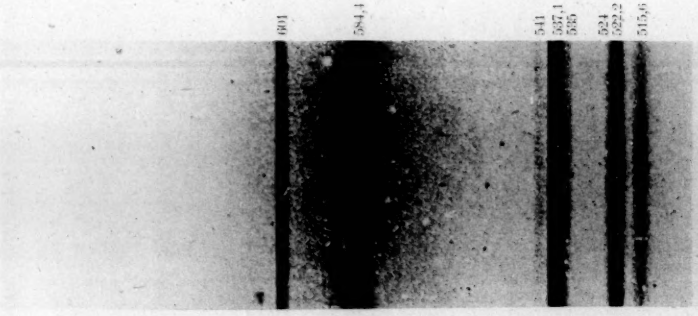
Wellenlänge λ	584,4 Å KV/cm	537,1 Å KV/cm	522,2 Å KV/cm
Untersucht bis zu einer Feldstärke von max. . .	1310	600	400
Daraus sich ergebende untere Grenze für die Feldstärke, bei der eine Aufspaltung von einer Wellenzahl eintreten könnte	130	25	15

Im Verlauf der erwähnten Untersuchung wurde eine Beobachtung gemacht, die vielleicht auch für andere Stark-Effekt-Untersuchungen bei sehr hohen Feldern von Wert sein kann. Es ist bekannt, daß es bedeutend leichter möglich ist, hohe Felder in Helium als in Wasserstoff aufrechtzuerhalten. Bemerkenswerterweise stellte sich nun heraus, daß die Erzeugung des hohen Feldes nicht schwieriger wird, wenn dem Helium einige Prozent Wasserstoff zugesetzt werden. Es gelang in diesem Fall, neben den Heliumlinien auch die Lyman-Serie des Wasserstoffes zu erhalten. Die Aufspaltung der Lyman-Linie 1215 Å konnte so, wie bereits obenerwähnt, zur direkten Feldstärkenbestimmung benutzt werden. Bis zu der höchsten photographierten Feldstärke von 1,31 Millionen V/cm war übrigens das Aufspaltungsbild der Lyman-Linie 1215 Å völlig symmetrisch. Beiläufig mag erwähnt werden, daß ähnlich hohe Feldstärken bei Untersuchungen des Stark-Effektes bisher nur von H. Rausch v. Traubenberg und seinen Mitarbeitern (6) angewandt worden sind. Rausch v. Traubenberg hat so anläßlich einer Untersuchung der Balmer-Serie des Wasserstoffes eine maximale Feldstärke von 1,2 Millionen V/cm erreicht. Bei Helium waren bisher überhaupt nur Feldstärken von maximal 600000 V/cm erreicht worden. Y. Ishida und G. Kamijima (7) erzielten mit einem Lo-Surdo-Rohr 600000 V/cm, K. Sjögren (8) nach der Kanalstrahlmethode 570000 V/cm. In beiden Fällen waren nur die Linien im Sichtbaren bzw. im langwelligen Ultraviolett untersucht worden.

Der Vergleich der mit Feld gemachten Aufnahmen mit solchen, die ohne Feld, aber unter sonst identischen Bedingungen, erhalten worden waren, ergab als neues Resultat, daß unter der



Parheliumspektrum ohne elektrisches Feld.



Parheliumspektrum bei einer Feldstärke von 400000 Volt/cm aufgenommen.

Einwirkung des elektrischen Feldes in dem hier untersuchten Spektralgebiet zwischen 500 und 600 Å neue Heliumlinien von der Art der erstmalig von Stark und J. Koch beobachteten Linien auftreten. Insgesamt konnten vier derartige Linien aufgefunden werden. Auf der nebenstehenden Tafel sind Aufnahmen des Parheliumspektrums mit und ohne elektrisches Feld wiedergegeben. Man ersieht aus den Reproduktionen, daß die neuen Linien, die auf der feldfreien Aufnahme völlig fehlen, bei 601, 541, 535 und 524 A liegen. Die Linien 601, 541, 524 Å konnten in eine neue Serie $1S-mS$ eingeordnet werden. Die der Zusammenstellung von Paschen-Götze (9) entnommenen, aus anderen spektroskopischen Messungen genau bekannten Werte der Terme $2S$, $3S$, $4S$ würden für die drei ersten Linien der neugefundenen Serie $1S-mS$ die Werte 601,5, 541,1, 523,8 Å ergeben. Die Übereinstimmung mit dem direkten experimentellen Befund ist, wie man sieht, sehr gut. Die Linie bei 535 Å könnte vielleicht dem Übergang $1S-3D$ zugeordnet werden. Der theoretische Wert dieser Linie, nach den Termangaben von Paschen-Götze bestimmt, würde 537,4 Å betragen, der gefundene Unterschied könnte unter Umständen auf einer Verschiebung des $3D$-Termes durch das elektrische Feld beruhen. Im Zusammenhang mit den vorstehenden Beobachtungen mag erwähnt werden, daß von Lyman (10) in einer gewöhnlichen kondensierten Funkenentladung eine anscheinend dem Helium zuzuschreibende Linie bei 600,5 Å beobachtet worden ist. Lyman deutete diese Linie als $1S-2S$-Übergang im Sinne der hier gefundenen neuen Linien, doch betonte später L. A. Sommer (11), daß es sich um eine Heliumbande handeln solle, die zufällig an fast derselben Stelle liegt wie die in Frage stehende $1S-2S$-Linie. Lyman hat sich anscheinend später dieser Deutung angeschlossen (12). Aus den Aufnahmen des Verfassers hat sich nunmehr ergeben, daß die Linie von 601,5 Å bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes auftritt, während andererseits auf den feldlosen Aufnahmen auch bei längster Belichtung keinerlei Andeutung von irgendwelchen Linien bzw. Banden an der fraglichen Stelle zu bemerken waren (man vergleiche daraufhin beispielsweise die beiden auf der Tafel abgebildeten Spektren). Es besteht somit nach Ansicht des Verfassers durchaus die Möglichkeit, daß bei den Lymanschen Aufnahmen auch bereits die Linie $1S-2S$ vorlag, zumal bekanntermeise bei der kondensierten Funkenentladung im Gegensatz zu den völlig störungsfreien Bedingungen im Kanalstrahl leicht interatomare Felder von genügender Stärke vorhanden sein können.

Zusammenfassung.

Es wird über eine Untersuchung des Einflusses hoher elektrischer Felder auf die Lichtemission des Parheliums im Gebiet extrem kurzer Wellen berichtet. Eine neuartige spaltlose Kanalstrahlapparatur zur Untersuchung des Stark-Effektes im Vakuumultraviolett, die gestattet, sehr hohe Feldstärken zu erzeugen, wird beschrieben. Es gelang, Feldstärken von bis zu 1,31 Millionen V/cm zu erzeugen und bei den hohen Feldern langstündige Aufnahmen durchzuführen. Eine elektrische Aufspaltung bzw. Verschiebung der in Frage stehenden, der Serie $1S-mP$ angehörenden Heliumlinien konnte nicht beobachtet werden. Einige Beobachtungen über das Verhalten von Wasserstoff bei den erwähnten hohen Feldstärken werden mitgeteilt. Vier neue Heliumlinien, die unter der Einwirkung des elektrischen Feldes erscheinen, werden beobachtet und gemessen. Es gelingt, die neuen Linien in die neuen Serien $1S-mS$ und $1S-mD$ einzuordnen.

Der Verfasser möchte nicht verfehlen, am Schluß seiner Arbeit Herrn Präsident Stark für die gütige Ermöglichung dieser Untersuchung durch Bewilligung eines Forschungsstipendiums und Gewährung der Arbeitsmöglichkeit im Präsidentenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt seinen ergebenen Dank zu sagen. Der Verfasser dankt ferner Herrn Dr. Frerichs für freundschaftliche Unterstützung im Verlauf der Experimente sowie für verschiedene wertvolle Ratschläge.

Literaturverzeichnis.

1) R. Frerichs, Ann. d. Phys. (5) **19**, 1, 1934.
2) R. Frerichs u. H. Bomke, Physik. Zeitschr. **35**, 349, 1934 und **35**, 549, 1934.
3) Zusammenfassende Darstellung mit umfassender Literaturangabe in dem Artikel von J. Stark, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 21, S. 463ff.
4) R. A. Sawyer, Journ. Opt. Soc. Amer. **15**, 305, 1927.
5) K. Wien, Ann. d. Phys. (5) **5**, 553, 1930.
6) H. Rausch v. Traubenberg, Zeitschr. f. Phys. **54**, 307, 1929; **56**, 254, 1929; **62**, 289, 1930; **71**, 291, 1931; Naturwiss. **18**, 417, 1930.
7) Y. Ishida u. G. Kamijima, Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **9**, 117, Tokyo 1928.
8) K. Sjögren, Dissertation, Lund 1934: „Experimentelle Untersuchungen des Stark-Effektes bei Wasserstoff und Helium."
9) F. Paschen u. R. Götze, „Seriengesetze der Linienspektren", S. 26–27, J. Springer, Berlin 1922.
10) Th. Lyman, Astrophys. Journ. **60**, 1, 1924.
11) L. A. Sommer, Proc. Nat. Acad. **13**, 213, 1927.
12) Th. Lyman, „The Spectroscopy of the Extreme Ultra-Violet", S. 93, Longmans, Green and Co., London, New York, Toronto 1928.

Berlin-Charlottenburg, den 9. Jan. 1935.

(Eingegangen 15. Januar 1935.)

Eigenschwingungen mechanischer Molekülmodelle.

I. Dreimassensysteme.

Von Friedrich Trenkler.

Einleitung.

§ 1. Bereits Kettering-Shutts-Andrews[1]) haben gezeigt, wie sich die im Molekül zu erwartenden inneren Bewegungen an mechanischen Modellen darstellen lassen: In Nachahmung der durch quasielastische Valenzkräfte zusammengehaltenen Atome im Molekül werden passend gewählte Massen durch Schraubenfedern zu einem Molekülmodell vereinigt, das durch geeignete periodische Anregung in die ihm eigentümlichen Resonanzschwingungen versetzt wird.

Der Anschaulichkeitswert solcher Modellversuche ist groß; besonders für alle jene, die nicht Zeit und Gelegenheit haben, sich mit den theoretischen Methoden vertraut zu machen, mit deren Hilfe auf rein rechnerischem Weg Aussagen über die möglichen Schwingungsformen und Frequenzhöhen erhalten werden können. Darüber hinaus können solche Modellversuche aber auch eine wertvolle Hilfe für das Verständnis jener Fälle bringen, die mangels Symmetrie und Einfachheit der theoretischen Behandlung Schwierigkeiten bereiten.

Es schien daher von Interesse, die Versuche der amerikanischen Beobachter einerseits systematisch auszubauen, andererseits in quantitativer und qualitativer Richtung zu verfeinern. Insbesondere soll untersucht werden, wie weit die Ähnlichkeit zwischen dem mechanischen Modell und seinem Original geht, d. h. inwieweit sich die Abhängigkeit der Frequenzen vom Aufbau des Modells durch jene Theorien wiedergeben läßt, die wenigstens näherungsweise Gültigkeit für die Beschreibung der Molekülfrequenzen haben.

Die Versuche beschränken sich vorläufig auf ebene Systeme; diese Mitteilung berichtet über Ergebnisse an Dreimassenmodellen.

Die Versuchsmethode und ihre Auswertung.

§ 2. Die Modelle werden aus Stahlzylindern und Schraubenfedern zusammengebaut. Die Zylinder haben beiläufig quadratischen Querschnitt. Die Federn aus Stahldraht von 2,2 mm Durchmesser sind kalt gewickelt, haben 15 Windungen und werden entweder direkt oder mit zwischengeschalteten, auf die Federenden aufgelöteten Gewinden in die Zylinder eingeschraubt. Anfänglich waren die Modelle wie bei Kettering-Shutts-Andrews an Gummischnüren aufgehängt; doch trat bei dieser Art der Befestigung im Fall der Resonanz heftiges „Tanzen" ein, das die Eigenschwingung instabil und die Beobachtung schwierig machte.

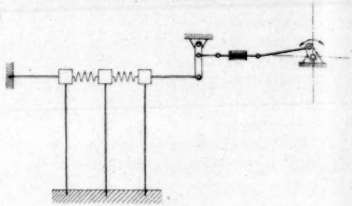


Fig. 1. Schema der Versuchsanordnung.

Fig. 1 zeigt die schließliche Versuchsanordnung stark schematisiert. Jede Masse ist auf einen Stahlstab von 5 mm Durchmesser und 485 mm freier Länge aufgeschraubt. Die zusätzlichen rücktreibenden Kräfte dieser Stäbe sind natürlich zu berücksichtigen. Der Nachteil, daß durch die Stabbefestigung die Schwingungen aus der Ebene heraus unterdrückt werden, fällt bei den Dreimassenanordnungen nicht ins Gewicht, da sie nur ebene Schwingungsformen besitzen. Unten sind die Stäbe in einem Grundbrett festgeklemmt.

§ 3. Die Anregung der Schwingungen erfolgt durch einen Elektromotor über einen Exzenterantrieb; der Motor ist ein fremderregter Gleichstrommotor von 1,5 PS; nach Kettering-Shutts-Andrews genügten zwar schon 0,1 bis 0,2 PS, doch hat Herr Shutts, der in höchst dankenswerter Weise seine Erfahrungen mitteilte, geraten, einen stärkeren Motor zu nehmen, der bei Erreichung der Resonanz nicht infolge der verstärkten Beanspruchung in der Drehzahl heruntergeht. Der Motor ist im Bereich von 200 bis 6000 Umdrehungen je Minute regelbar, doch werden die Modelldimensionen besser so gewählt, daß die höchsten Frequenzen nicht über 3500 bis 4000/min hinausgehen, weil dann die Übertragung der Energie auf das Modell schon schwierig ist. Das in Öl laufende Exzentergetriebe hat einen Hub von 7 mm, der zur Erzielung größerer Amplituden mit einer Schwinge auf 25 mm verlängert wird. Zwischen Schwinge und Modell ist eine Gummischnur gespannt, ebenso ist das Modell auf der Gegenseite mit einer Gummischnur festgehalten. Die Schnüre erhalten so viel Vorspannung, daß direkt zwischen ihnen liegende Federn um eine Spur gedehnt werden. Diese Übertragung funktioniert bei hohen Drehzahlen nicht mehr klaglos, weil

1) C. F. Kettering, L. W. Shutts, D. H. Andrews, Phys. Rev. **36**, 531, 1930.

die elastischen Formänderungen des Gummis in der zur Verfügung stehenden kurzen Zeit sich nicht hinreichend auswirken können; die Schnur flattert dann und reißt auch sehr häufig. Die Eigenschwingung der Schnüre ist nicht sehr hinderlich; sie läßt sich mit der Hand abdämpfen, wenn sie mit einer Modellfrequenz zusammenfällt. Je stärker die Schnüre, desto weiter die Amplituden; doch können bei zu starken Schnüren Federbrüche auftreten.

Zur Erzielung deutlicher Schwingungsformen ist die Anregung der zu erwartenden Form anzupassen. Der Motor steht fest, daher ist die Anregungsrichtung unveränderlich, und das Modell muß so verdreht werden, daß die erzwungene Bewegung der mit den Schnüren verbundenen Massen mit der Eigenbewegung der betreffenden Schwingungsform nach Möglichkeit richtungsgleich ist.

§ 4. Die Bestimmung der Frequenzhöhen. Die Drehzahl des Motors wird an einem Fliehkrafttachometer abgelesen, das von der Motorwelle mit einem Riemen in der Übersetzung 1 : 1 angetrieben wird. Der Schlupf des Riemens ist praktisch bedeutungslos, da ein vollständig genaues Ablesen ohnedies nicht möglich ist. Erstens pendelt die Tachometernadel überhaupt und dann erstreckt sich der Resonanzbereich immer über mehrere Teilstriche. In den beiden in Betracht kommenden Meßbereichen ist die Ablesegenauigkeit: ± 10 bis 1200/min, ± 20 bis 4800 min. Die Drehzahl ist gleich der Zahl der Schwingungen je Minute (ω), daher ist die Kreisfrequenz (Schwingungen in 2π Sekunden)

$$n = \frac{2\pi}{60} \cdot \omega .$$

§ 5. Die Bestimmung der Schwingungsformen. Anstatt der von Kettering-Shutts-Andrews angewandten subjektiven stroboskopischen Ermittlung der Formen wurde die objektive photographische Methode gewählt. Zu diesem Zweck trägt jede Masse oben eine kleine polierte Stahlkugel, während alle andern störenden Einzelheiten des Modells mit schwarzem Samt abgedeckt sind. Senkrecht über dem grellbeleuchteten Modell ist eine Rolleiflexkamera angebracht, deren Film von Hand aus weitergekurbelt wird. Der Filmtransport beginnt nach Öffnen des Verschlusses und hört nach der Belichtung auf. So gelangt man zu einer Auflösung der linearen Bahnen in sinusförmige Linien, aus deren Lage zueinander auf die Phasendifferenzen zwischen den Bewegungen der einzelnen Massen des Modells geschlossen werden kann. Unverzerrte Sinuslinien erhält man nur dann, wenn die Filmlaufrichtung normal zur Schwingungsrichtung ist (in Fig. 2 SS und F). Haben alle Massen gleiche Bahnrichtung, dann besteht kein Zweifel über die Wahl des Filmlaufs. Aber schon das gewinkelte Dreiermodell hat für jede der Massen verschieden gerichtete Bahnen, und man muß dann eine Verzerrung einiger Linien in Kauf nehmen und nur trachten,

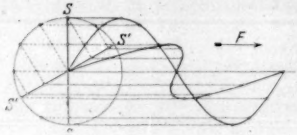


Fig. 2. Auflösung der linearen Bahnen.

die Kamera so zu stellen, daß eine Deutung der Aufnahme möglich ist. Allenfalls sind zwei Aufnahmen mit verschiedenen Filmlaufrichtungen nötig. Die relativen Phasen der schwingenden Massen können durch mikroskopische Ausmessung der Filme exakt bestimmt werden. Beispiele für solche Aufnahmen bieten die Fig. 4 und 6. Da die bisherigen Aufnahmen noch nicht hinreichend reproduktionsfähig sind, wurden die Schwingungslinien mit Hilfe eines Projektionsapparats nachgezeichnet und dann im Druckverfahren wieder verkleinert.

§ 6. Die Bestimmung der Modellkonstanten. Die Massen der Zylinder werden durch Wägen bestimmt. Die Massen der mitschwingenden Federn und Stäbe werden so berücksichtigt, daß zur Masse jedes Zylinders die Hälfte der Masse der an ihm befestigten Federn sowie die ganze Masse des ihn tragenden Stabes addiert wird.

Die Federn werden beim Schwingen in zwei Richtungen beansprucht: Gegen eine Dehnung in Richtung der Federachse um 1 cm leisten sie einen Widerstand von f' dyn/cm. Dieser Wert läßt sich durch Belastung der Feder und Messung der dabei auftretenden Dehnung bestimmen. Überdies leistet der Stab einer Auslenkung der auf ihm sitzenden Masse einen Widerstand von f'' dyn/cm. In die Rechnung geht daher für die Beanspruchung einer Bindung in ihrer Richtung der Wert $f = f' + 2f''$ ein. Dazu ist zu bemerken, daß die Korrektur $2f''$ klein gegen f' ist (etwa 0,3 gegen 8).

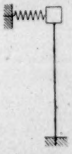


Fig. 3. Zur Bestimmung des Wertes d.

Der Widerstand d gegen Auslenkung einer Masse normal zur Federrichtung wurde aus der Schwingungszahl der in Fig. 3 dargestellten Anordnung ermittelt. Es ist $n = (d/m)^{1/2}$, wobei d für Feder und Stab zusammen gilt. Dazu mußten für m wesentlich schwerere Massen, als es die Modellmassen sind, genommen werden, um die Schwingungen gut zählen zu können.

Gegenüber den Bindungen im Molekül ist das Verhältnis d/f im Modell viel konstanter [vgl. S.R.E.[1]) S. 194. Dort ist das Verhältnis 0,09 bis 0,235, während bei den Modellen sein Wert 0,076 bis 0,104 ist].

§ 7. Die theoretische Bestimmung der Schwingungsfrequenzen. Von den 9 Freiheitsgraden eines Dreimassenmodells bleiben nach Abzug der zur Beschreibung von Translationen und Rotationen nötigen 6 noch 3 zur Bestimmung innerer Bewegungen, d. h. es sind 3 verschiedene Schwingungsformen zu erwarten. Zur Berechnung der zugehörigen Frequenzen wird die von Lechner[2]) entwickelte Theorie für Valenzkraftsysteme verwendet. In diesen Systemen sind Valenzkräfte f zwischen den Atomen in Richtung der Bindungen vorgesehen, sowie eine durch d gemessene Art Winkelsteifigkeit, die in Übereinstimmung mit den Anschauungen der Chemie im wesentlichen eine Eigenschaft des Zentralatoms ist. Während die Federkraft f ohne weiteres auch für den Modellversuch zu übernehmen ist, muß die Definition der Winkelsteifigkeit, die im Modell durch den Biegungswiderstand der Federn und Stäbe zustande kommt, etwas geändert werden.

Wird in einem gewinkelten Dreimassenmodell der Valenzwinkel α um $\Delta\alpha$ geändert, so lautet bei Lechner der Potentialansatz:

$$V_a = \frac{1}{2} d \cdot (s \cdot \Delta\alpha)^2, \qquad (1)$$

wenn s die Schenkellänge ist. Beim mechanischen Modell mit 2 selbständigen und evtl. verschiedenen Federn und den Stäben muß der Ansatz

$$V_a = \frac{1}{2} d_1 \cdot (s \cdot \Delta\alpha_1)^2 + \frac{1}{2} d_2 \cdot (s \cdot \Delta\alpha_2)^2 \qquad (2)$$

gelten. Somit ist der Zusammenhang zwischen der Molekülkonstanten d und den Modellkonstanten d_1 und d_2 gegeben durch:

$$d = d_1 \cdot \left(\frac{\Delta\alpha_1}{\Delta\alpha}\right)^2 + d_2 \cdot \left(\frac{\Delta\alpha_2}{\Delta\alpha}\right)^2 \qquad (3)$$

oder, weil $\Delta\alpha = \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2$ ist und die $\Delta\alpha$ verkehrt proportional den d-Werten sind:

$$d = \frac{d_1 \cdot d_2}{d_1 + d_2}. \qquad (4)$$

Versuchsergebnisse am linearen Dreimassenmodell.

§ 8. Allgemeines. Lechners Rechenergebnisse lauten für den allgemeinen Fall:

$$\left.\begin{aligned} n_1^2 + n_3^2 &= f_{12}\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right) + f_{23}\left(\frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_3}\right) \\ n_1^2 n_3^2 &= \frac{f_{12}}{m_1} \cdot \frac{f_{23}}{m_3} \cdot p\,; \quad p = \frac{m_1 + m_2 + m_3}{m_2} \\ n_2^2 &= \frac{d_{12} \cdot d_{23}}{d_{12} + d_{23}} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{4}{m_2} + \frac{1}{m_3}\right). \end{aligned}\right| \qquad (5)$$

Die Außenmassen m_1 und m_2 sind an die Mittelmasse m_3 durch die Federkräfte f_{12} bzw. f_{23} gebunden. Für ein symmetrisches System ($f_{12} = f_{23} = f$; $d_{12} = d_{23} = d$; $m_1 = m_3 = m$) vereinfachen sich die Gleichungen 5 zu:

$$n_1^2 = \frac{f}{m}, \quad n_2^2 = \frac{d}{m} \cdot p, \quad n_3^2 = \frac{f}{m} \cdot p. \qquad (6)$$

Nach den Gleichungen (5) und (6) sollen n_1 und n_3 reine Valenzschwingungen sein, bei denen die Bewegung nur in der Modellachse stattfinden kann und daher d nicht beansprucht wird. n_2 dagegen ist eine reine Deformationsschwingung, bei der nur d beansprucht wird und die Bewegung senkrecht zur Modellachse stattfindet. Die Form n_2 entsteht somit durch eine Verbiegung des Systems; die Formen n_1 und n_3 entstehen, wenn man das eine Mal beide Federn zusammendrückt oder spannt, das andere Mal die eine Feder spannt und die andere drückt und dann das Modell sich selbst überläßt. Da der Schwerpunkt in Ruhe bleiben muß, kann sich im ersten Fall bei einem symmetrischen Modell die Mittelmasse überhaupt nicht bewegen, weshalb n_1 in Gleichung (6) von m_2 unabhängig wird. Ist das Modell unsymmetrisch, so muß die Mittelmasse im Gleichtakt mit jener Außenmasse schwingen, die mit ihr auf derselben Seite des Schwerpunktes liegt. Bei der zu n_3 gehörigen Schwingungsform bewegen sich die beiden Außenmassen im Gleichtakt, daher muß die Mittelmasse große entgegengesetzte Ausschläge machen, um den Schwerpunkt in Ruhe zu halten.

§ 9. Das symmetrische lineare Dreimassenmodell. In Tabelle I sind die an solchen Modellen gewonnenen Ergebnisse zusammengestellt.

Bezüglich der Relativwerte verlangen die Gleichungen (6), daß in allen Modellen $\frac{\omega_1}{\omega_3} \sqrt{p} = 1$ sein und daß für Modelle mit verschiedenen Massen aber gleichen Werten für f und d gelten muß:

$$\left(\frac{2\pi}{60}\omega_1\right)^2 \cdot m = \left(\frac{2\pi}{60}\omega_3\right)^2 \cdot \frac{m}{p} = \text{Konst} = f,$$

und

$$\left(\frac{2\pi}{60}\omega_2\right)^2 \cdot \frac{m}{p} = \text{Konst} = d.$$

1) „Der Smekal-Raman-Effekt" von K. W. F. Kohlrausch (Springer 1931), abgekürzt: S.R.E.

2) F. Lechner, Theorie des Valenzkraftsystems mit drei Massenpunkten, Wiener Ber. **141**, 291, 1932.

Tabelle I.

Nr.	m	m_2	$f \cdot 10^{-6}$	$d \cdot 10^{-6}$	Berechnet ω_1	Berechnet ω_2	Berechnet ω_3	Beobachtet ω_1	Beobachtet ω_2	Beobachtet ω_3
1	513	527	8,15	0,848	1203	666	2067	1200	730	2080
2	513	269	8,15	0,848	1203	852	2639	1215	940	2610
3	256	527	8,15	0,848	1704	772	2392	1680	845	2415
4	256	269	8,15	0,848	1704	936	2902	1700	1020	2900
5	256	365	8,15	0,848	1704	852	2642	1720	950	2600
6	518	545	15,31	1,160	1642	770	2798	1580	860	2760
7	518	287	15,31	1,160	1642	970	3527	1630	1050	3540
8	261	545	15,31	1,160	2313	891	3235	2330	1000	3180
9	261	287	15,31	1,160	2313	1070	3887	2330	1200	3810

Tabelle II.

Nr.	$\frac{\omega_1}{\omega_3}\sqrt{p}$	$\left(\frac{2\pi}{60}\omega_1\right)^2 \frac{m}{p}$	$\left(\frac{2\pi}{60}\omega_2\right)^2 \frac{m}{p}$	$\left(\frac{2\pi}{60}\omega_3\right)^2 \frac{m}{p}$	ξ_1	ξ_2	ξ_3
1	0,99	8,09	1,018	8,29	+ 0,2	− 9,6	−0,6
2	1,02	8,28	1,031	7,94	− 1,0	− 10,3	+ 1,1
3	0,98	7,92	1,015	8,28	+ 1,5	− 9,4	−0,9
4	1,00	8,11	1,006	8,13	+ 0,2	− 8,9	∅
5	1,02	8,31	1,054	7,89	− 0,9	− 11,5	+ 1,6
6	1,01	14,17	1,449	14,91	+ 3,8	− 11,7	+ 1,4
7	0,99	15,09	1,358	15,43	+ 0,7	− 8,7	−0,4
8	1,03	15,53	1,460	14,76	− 0,7	− 12,2	+ 1,7
9	1,03	15,53	1,457	14,40	− 0,7	− 12,1	+ 2,1
Mittelwerte		8,14	1,025	8,10			
		15,08	1,431	14,87			

Das Zutreffen dieser Forderungen zeigen die 4 ersten Spalten der Tabelle II, aus denen auch hervorgeht, daß die in § 6 angegebene Art der Berücksichtigung der mitschwingenden Feder- und Stabmassen richtig ist. Bezüglich der Absolutwerte ergibt sich: Die für f erhaltenen Werte der Tabelle II stimmen mit den in Tabelle I angegebenen, die auf anderem Weg (vgl. § 6) ermittelt wurden, hinreichend überein; die Werte für d unterscheiden sich jedoch um rund 23 Proz., eine Unstimmigkeit, auf deren Ursache im nächsten Abschnitt zurückgekommen werden wird. Genau so ist bezüglich der Absolutfehler ξ (prozentuale Abweichung der berechneten von den beobachteten Frequenzwerten) festzustellen: ξ_1 und ξ_3 sind hinreichend klein und abwechselnd $\gtrless 0$, während ξ_2 nach Größe und Vorzeichen auf einen systematischen Fehler hinweist.

§ 10. Das unsymmetrische lineare Dreimassenmodell. Die Zahlen der Tabelle III zeigen, daß auch beim unsymmetrischen gestreckten Dreiermodell dasselbe eintritt, was bei den symmetrischen Fällen erhalten wurde: Die quantitative Beschreibung der von d unabhängigen Frequenzen ω_1 und ω_3 gelingt gut, die prozentualen Fehler ξ_1 und ξ_3 halten sich dem Zahlenwert nach innerhalb erträglicher Grenzen und zeigen im Vorzeichen keine Regelmäßigkeit. Dagegen sind die Fehler bei ω_2 immer gleichen Vorzeichens und von wesentlich größerem Absolutwert; auch hier müßte, um eine Übereinstimmung zu erhalten, mit einem um etwa 24 Proz. höheren Wert für d gerechnet werden.

Aufklärung über die Ursache dieser Abweichung erhält man aus der in Fig. 4a wiedergegebenen Aufnahme der Deformationsschwingung. Sie stammt vom Modell Nr. 10 mit gleichen

Tabelle III.

Nr.	m_1	m_2	m_3	f_{12}	f_{23}	d_{12}	d_{23}	Berechnet ω_1	Berechnet ω_2	Berechnet ω_3	Beobachtet ω_1	Beobachtet ω_2	Beobachtet ω_3	ξ_1	ξ_2	ξ_3
a) Unsymmetrie in den Massen.																
10	513	527	256	A	A	C	C	1415	722	2274	1420	815	2300	−0,4	−12,9	−1,1
11	513	269	256	A	A	C	C	1441	895	2793	1450	980	2840	−0,6	−9,5	−1,7
12	518	545	261	B	B	D	D	1923	832	3078	1960	960	3100	−1,9	−15,4	−0,7
13	518	287	261	B	B	D	D	1960	1021	3731	1960	1175	3800	∅	−15,1	−1,8
b) Unsymmetrie in den Federn.																
14	518	536	513	B	A	D	C	1343	712	2517	1320	800	2500	+1,7	−12,4	+0,7
15	518	278	513	B	A	D	C	1355	903	3160	1300	990	3000	+4,0	−9,6	+5,0
16	261	536	256	B	A	D	C	1864	824	2960	1850	915	2980	+0,7	−11,1	−0,7
17	261	278	256	B	A	D	C	1897	995	3513	1920	1110	3400	−1,2	−11,6	+3,2
c) Unsymmetrie in Massen und Federn.																
18	518	536	256	B	A	D	C	1682	770	2600	1650	850	2630	+1,9	−10,4	−1,2
19	513	536	261	A	B	C	D	1485	769	2930	1510	850	2885	−1,7	−10,5	+1,5
20	518	278	256	B	A	D	C	1682	951	3232	1690	1040	3300	−0,5	−9,4	−2,1
21	513	278	261	A	B	C	D	1560	949	3472	1550	1050	3360	+0,6	−10,6	+3,3

$A = 8{,}15 \cdot 10^{-6}$ $B = 15{,}31 \cdot 10^{-6}$ $C = 0{,}848 \cdot 10^{-6}$ $D = 1{,}160 \cdot 10^{-6}$

Federn, gleichen Massen m_1, m_2 und leichterem m_3. Als reine Deformationsschwingung, bei der die Federn f nicht beansprucht werden, sollte sie im wesentlichen lineare Bahnen (bei unendlich kleinen Amplituden) senkrecht zur Modellachse aufweisen. Dies war im Versuch nicht der

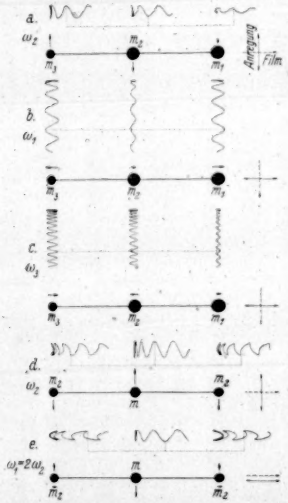


Fig. 4. Schwingungsformen linearer Dreimassenmodelle. (Doppelpfeile = Anregungsrichtung, gestrichelte Pfeile = Filmtransport.)

Fall; es treten vielmehr Bahnkurven auf, die, wie in Fig. 4a, gegen den Modellschwerpunkt konvex, manchmal aber auch — ohne daß man die Anregungsbedingungen dafür in der Hand hätte und ohne daß sich merkbare Frequenzunterschiede einstellten — konkav sind. Offenbar treten bei diesen Schwingungen auch Federspannungen f in Wirkung, die sich je nach zufälligen Anfangsbedingungen einmal beim Durchgang durch die Ruhelage, das andere Mal in den Umkehrpunkten am stärksten auswirken. Hier liegt der Grund dafür, daß die beobachteten Frequenzwerte des ω_2 höher sind als die errechneten.

Fig. 4b und 4c zeigen die Formen der Gegentakt- und Gleichtaktschwingung des gleichen Modells, deren Frequenzen ω_1 und ω_3 sind. Sie entsprechen ganz den Forderungen der Theorie (§ 8). Die Bezeichnung Gegentakt oder Gleichtakt bezieht sich auf die relative Bewegung der Außenmassen, die durch die Phasendifferenz der Sinuskurven gekennzeichnet ist (vgl. die durch punktierte Linien verbundenen Stellen der Schwingungskurven).

An Fig. 4c wurde folgende Probe durchgeführt: Der Schwerpunktssatz fordert $\Sigma m_i v_i = v_s \cdot \Sigma m_i$, wobei v_s die Geschwindigkeit des Schwerpunkts, hier Null sein muß. Mit Rücksicht auf die Phasendifferenz zwischen den Außenmassen und der Mittelmasse wird also $m_1 v_1 - m_2 v_2 + m_3 v_3 = 0$. Die Geschwindigkeiten sind $v_i = a_i \cdot n \cdot \cos(nt)$, daher:

$$m_1 a_1 - m_2 a_2 + m_3 a_3 = 0,$$

oder

$$\frac{m_1 a_1}{m_2 a_2} + \frac{m_3 a_3}{m_2 a_2} = 1.$$

Die Amplituden a_i wurden mit dem Mikroskop ausgemessen, und es ergab sich: $a_1/a_2 = 0{,}484$, $a_3/a_2 = 1{,}211$, während $m_1/m_2 = 513/527$, $m_3/m_2 = 256/527$ war. Mit diesen Werten ergibt die letzte Gleichung in der Tat 0,986, also einen Wert hinreichend nahe an 1. Diese Probe muß natürlich für alle Formen gelten.

§ 11. Ein Sonderfall. Im allgemeinen gelang es nicht, die Obertöne irgendwelcher Grundschwingungen anzuregen. Wohl aber gelang es beim Fall der sog. „zufälligen Entartung", bei dem die beiden symmetrischen Schwingungsformen ω_1 und ω_2 durch „zufällige" Beziehungen zwischen den Modellkonstanten die Bedingung $\omega_1 = 2\omega_2$ erfüllen. Dieser Fall wurde im Modell Nr. 5 durch Anbringung von Zusatzmassen an der Mittelmasse des Modells Nr. 4 verwirklicht.

Die Schwingungsformen, die bei diesem Modell an den Resonanzstellen ω_2 und ω_1 erhalten wurden, zeigen die Fig. 4d und 4e. Die Form mit der Frequenz ω_2 verhält sich ganz normal. Bei der Frequenz ω_1 jedoch ergibt sich trotz der für Valenzschwingungen üblichen und die Ausbildung von Bahnkomponenten senkrecht zur Modellachse sehr erschwerenden Anregungsrichtung eine Form, die im wesentlichen einer Deformationsschwingung mit betonter Mitwirkung der Valenzkräfte (sehr starke Bahnkrümmung) entspricht. Der Resonanzbereich war jedoch wider Erwarten unverändert.

Nach Entfernung der Zusatzmassen, d. h. Störung der Beziehung $\omega_1 = 2\omega_2$, erschien bei gleicher Anregung und gleicher Drehzahl die Gegentaktschwingung des Modells Nr. 4, bei der die Mittelmasse in Ruhe ist.

Versuchsergebnisse am gewinkelten Dreimassenmodell.

§ 12. Symmetrisches gewinkeltes, offenes Modell. Lechner gibt in der zitierten Arbeit die Frequenzgleichungen für ein solches Modell an:

$$\left.\begin{aligned} n_3^2 &= \frac{f}{m}\left[\frac{m}{M}(1-\cos\alpha)+1\right] \\ n_1^2 n_2^2 &= \frac{f}{m}\cdot\frac{2d}{m}\cdot p\,; \quad p=\frac{2m+M}{M} \\ n_1^2+n_2^2 &= \frac{f}{m}\left[\frac{m}{M}(1+\cos\alpha)+1\right] \\ &\quad +\frac{2d}{m}\left[\frac{m}{M}(1-\cos\alpha)+1\right]. \end{aligned}\right| \qquad (7)$$

M ist die zentrale, m eine Außenmasse. α ist der Winkel zwischen den beiden Valenzfedern f. Von den drei Frequenzen ist nur n_3 von d unabhängig, d. h. bei der zu n_3 gehörigen Schwingungsform sollte der Valenzwinkel ganz unverändert bleiben. n_3 muß also die Frequenz der unsymmetrischen Valenzschwingung sein, denn nur wenn die eine Feder sich zusammenzieht und die andere sich dehnt, kann der Winkel starr bleiben. n_1 und n_2 gehören dann zur symmetrischen Valenz- und Deformationsschwingung.

Die Schwingungsformen sind folgende: Bei der Deformationsschwingung bewegen sich die Außenmassen im Gleichtakt senkrecht zu den Valenzrichtungen, die Mittelmasse muß, damit der Schwerpunkt in Ruhe bleibe, auf der Symmetralen im Gegentakt zu den senkrechten Komponenten der Außenmassen schwingen. Bei der symmetrischen Valenzschwingung (die Federn dehnen sich im Gleichtakt) gehen die Außenmassen in der Valenzrichtung, und zwar gleichphasig in der Senkrechten, mit einer Phasendifferenz von π in der Waagrechten, während die Mittelmasse wiederum auf der Symmetralen des Dreiecks schwingt, und zwar im Gegentakt zu den Vertikalkomponenten der Außenmassen. Bei der unsymmetrischen Valenzschwingung bewegen sich die Außenmassen ebenfalls in der Bindungsrichtung, jedoch gleichphasig in waagrechter und gegenphasig in senkrechter Richtung; die Mittelmasse schwingt bei dieser Form auf der Normalen zur Symmetrieachse im Gegentakt zu den Horizontalkomponenten der Außenmassen.

In Fig. 5f und 5g sind die Aufnahmen der beiden Valenzschwingungen des Modells Nr. 25 mit dem Scheitelwinkel 120° wiedergegeben. Sie bestätigen die soeben gemachten Aussagen der Theorie. Durch punktierte Linien ist je eine Momentanstellung des Modells herausgezeichnet, aus denen die gleichartige bzw. ungleichartige Längenänderung der Federn gut zu erkennen ist.

In bezug auf die Frequenzhöhen interessiert hier besonders, ob sich die Abhängigkeit der Frequenzen vom Winkel α quantitativ richtig beschreiben läßt. Tabelle IV enthält die berechneten und beobachteten Frequenzwerte für verschiedene Modelle, die sich nur durch α unterscheiden.

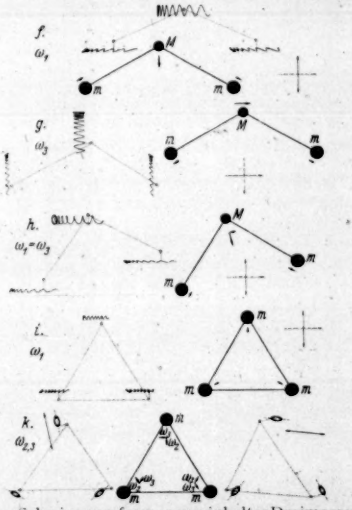


Fig. 5. Schwingungsformen gewinkelter Dreimassenmodelle. (Doppelpfeile = Anregungsrichtung, strichlierte Pfeile = Filmtransport.)

Fig. 6 bietet einen graphischen Überblick über die Ergebnisse. Die ausgezogenen Kurven verbinden die Rechnungswerte, die beobachteten Frequenzen sind als Ringe eingetragen. Während für ω_1 und ω_3 die Übereinstimmung befriedigt, macht sich bei ω_2 wieder die besprochene Abweichung bemerkbar, und zwar um so stärker, je gestreckter das Modell ist. Vgl. auch die ξ-Werte der Tabelle IV.

Ein Sonderfall in bezug auf die Schwingungsform tritt dann ein, wenn der Winkel α so gewählt wird, daß ω_1 gleich ω_3 wird. Für die vorliegenden Modellverhältnisse trifft das für

Tabelle IV.

$M = 269,\ m = 513,\ f = 8{,}15 \cdot 10^6,\ d = 0{,}424 \cdot 10^6$

Nr.	α	Berechnet ω_1	Berechnet ω_2	Berechnet ω_3	Beobachtet ω_1	Beobachtet ω_2	Beobachtet ω_3	ξ_1	ξ_2	ξ_3
22	30°	2575	397	1349	2540	420	1370	+ 2,5	— 5,8	— 1,5
23	60°	2408	426	1681	2340	450	1680	+ 2,8	— 5,6	+ 0,1
24	90°	2100	488	2051	2100	520	2100	Ø	— 6,5	— 2,4
25	120°	1752	586	2367	1760	635	2330	— 0,5	— 8,3	+ 1,6
26	150°	1397	734	2570	1390	800	2600	+ 0,5	— 9,0	— 1,2
2	180°	1204	852	2640	1215	940	2610	— 0,9	— 10,3	+ 1,1

$\alpha \leqq 90°$ ein. Es haben wieder zwei verschiedene Schwingungsformen dieselbe Frequenz, werden an derselben Resonanzstelle angeregt und können sich überlagern. Die Form der Schwingungsbahnen der Massen hängt in bekannter Weise von den Amplituden- und Phasenverhältnissen ab. Die beiden Schwingungsformen lassen sich sauber trennen, wenn die Mittelmasse entweder in Richtung der Symmetrieachse des Modells oder in der dazu normalen Richtung angeregt wird. Es bildet sich dann die symmetrische Form ω_1 bzw. die antisymmetrische Form ω_3 aus. Bei schiefer Anregung jedoch erscheint die in Fig. 5h dargestellte Schwingungsform, die einer Superposition von ω_1 und ω_3 entspricht, wobei aber, wie aus der Phasengleichheit der Außenmassen zu ersehen, die symmetrische Form überwiegt; sie ist auch durch die Anregung etwas bevorzugt.

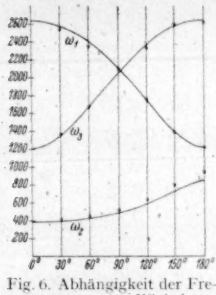


Fig. 6. Abhängigkeit der Frequenzen vom Winkel.

§ 13. Das ringförmige Dreimassenmodell. Von besonderem Interesse ist der Fall vollkommener Symmetrie: Drei gleiche Federn verbinden drei gleiche in den Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks liegende Massen. Diese Symmetrie bedingt den einfachsten und durchsichtigsten Fall der notwendigen Entartung[1]). Es tritt eine totalsymmetrische Pulsationsschwingung ω_1 auf, bei der die drei Massen sich konzentrisch auf den Schwerpunkt zu oder von ihm weg bewegen und die Federn gleichzeitig gedrückt bzw. gespannt werden, ohne daß sich die Winkel ändern. Die beiden andern zu ω_2 und ω_3 gehörigen Schwingungsformen entarten und haben die gleiche Frequenz; $n_{2,3}$ ist eine Doppelwurzel der charakteristischen Determinante. Die beiden Schwingungsformen überlagern sich in diesem Fall derart, daß die Bahnen aller drei Massen geschlossene Kurven sind, die mit der Phasendifferenz von $\frac{2\pi}{3}$ durchlaufen werden.

Nach Lechner[2]) gilt für ein ringförmiges Valenzkraftsystem:

$$n_1^2 = 3\,\frac{f}{m}, \qquad n_{2,3}^2 = \frac{3}{2}\cdot\frac{f+3d}{m}; \qquad (8)$$

n_1, das nur von f abhängt, gehört zur Pulsationsschwingung; $n_{2,3}$ ist die erwähnte Doppelwurzel. Für ein Modell mit $m = 530$, $f = 8{,}15 \cdot 10^6$, $d = 0{,}424 \cdot 10^6$ ergab sich:

Nach Gl. (8) berechnet: $\omega_1 = 2050$; $\omega_{2,3} = 1560$,
beobachtet: $\omega_1 = 2050$; $\omega_{2,3} = 1480$,

daher

$$\xi_1 = 0; \quad \xi_{2,3} = +5{,}1 \text{ Proz.}$$

Im Gegensatz zu allen bisherigen Erfahrungen wird hier $\xi_{2,3}$ positiv.

Zur Bestimmung der Schwingungsformen dienen die Fig. 5i und 5k. Fig. 5i rührt von der Pulsationsschwingung her, die punktierten Linien zeigen deutlich die unverzerrte Form des gleichseitigen Dreiecks. Fig. 5k zeigt die entartete Schwingung $\omega_{2,3}$. Je nach Anregungsart erscheint die eine oder andere der beiden Grundschwingungen bevorzugt (links die Deformations-, rechts die unsymmetrische Valenzschwingung). Diese Bevorzugung äußert sich darin, daß elliptische Kurven auftreten, deren Hauptachsen die Richtung der durchschlagenden Grundschwingungsform haben. Um Kreisbahnen zu erhalten, müßte man füglich eine der Massen in zwei zueinander senkrechten Richtungen mit gleicher Energie anregen, was mit der vorhandenen Apparatur nicht möglich ist.

Zusammenfassung.

§ 14. Die in § 2 beschriebenen Molekülmodelle, die aus auf Stäben aufgesetzten und durch Schraubenfedern gekoppelten Massen bestehen, verhalten sich in bezug auf ihre Eigenfrequenzen im großen und ganzen so, wie es von der für Valenzkraftsysteme geltenden Theorie hinsichtlich der Zahl und Art der möglichen Schwingungsformen sowie hinsichtlich des Auftretens zufälliger und notwendiger Entartungen bei bestimmten Versuchsbedingungen verlangt wird. Auch die quantitative Beschreibung der Schwingungen hinsichtlich der Frequenzhöhen gelingt im allgemeinen befriedigend; auftretende Abweichungen sind auf Unvollkommenheiten des mechanischen Modells zurückzuführen.

Die vorliegenden Versuche bezogen sich auf ebene Modelle mit nur drei Massen. Über die Ergebnisse an ebenen Modellen mit vier und mehr Massen soll in weiteren Mitteilungen berichtet werden.

Graz, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 13. Oktober 1934.)

1) S. R. E., S. 171; G. Placzek, Leipziger Vorträge, S. 71, 1931; J. Cabannes, Ann. d. phys. **18**, 286, 1932.

2) F. Lechner, Dissertation, Graz 1934.

Über die Beeinflussung des Kristallphotoeffektes durch ein magnetisches Feld[1]).

Von Gerhart Groetzinger.

§ 1. H. Dember beobachtete die Erscheinung, daß in einzelnen durchscheinenden Kristallen (Cuprit und Proustit) durch Beleuchtung ein Potentialgefälle entsteht[2]). Die elektrische Feldstärke ist in der Richtung des Lichtes am größten, senkrecht zu ihr gleich Null. Die Richtung der auftretenden Potentialdifferenz ist derart, daß an der dem Licht zugewendeten Seite das Potential positiver ist als an der Rückseite.

Später befaßte sich L. Bergmann mit der gleichen Erscheinung[3]). Er kam im wesentlichen zu denselben Resultaten wie Dember und stellte überdies durch intermittierende Beleuchtung die Trägheitslosigkeit der Erscheinung innerhalb gewisser Grenzen fest.

Beide Autoren geben als Grund für die Erscheinung durch das Licht ausgelöste Elektronen an, die an Stellen größerer Lichtabsorption häufiger sind als an Stellen, wo weniger Licht absorbiert wird, so daß also im Kristall in der Richtung des Lichtes ein Konzentrationsgefälle der Elektrizität zustande kommt, durch das eben die auftretenden Spannungen bzw. Ströme hervorgerufen werden. Außerdem käme zu dem als „elektromotorische Kraft wirksamen Elektronenkonzentrationsgefälle noch der Lichtdruck hinzu, der die Elektronen im gleichen Sinne treibt"[4]).

§ 2. Der Zweck der vorliegenden Arbeit war, den Kristallphotoeffekt während des Einwirkens von Magnetfeldern im Kristalle zu untersuchen; und zwar sollte

1. einerseits die Beeinflussung der Erscheinung durch ein senkrecht zu der Richtung des Lichtes (bzw. zu der hierdurch bedingten gleichen Richtung der größten am Kristall auftretenden Spannungsdifferenzen) wirkendes Magnetfeld untersucht werden;
2. andererseits sollte gegebenenfalls die Entstehung von Potentialdifferenzen durch das Magnetfeld zwischen Punkten des Kristalls, die ohne Magnetfeld auf einer Äquipotentialfläche des elektrischen Potentials liegen, festgestellt werden[1]).

§ 3. Die Fassung, in die der Kristall für die Versuche eingespannt wurde, ist auf Fig. 1 und Fig. 2 ersichtlich. Die eigentlichen Halteelektroden bestanden aus länglichen Messingblechstreifen, in denen konische Löcher von etwa 4 mm Durchmesser ausgedreht waren. In jeder Halteelektrode war überdies noch eine Vertiefung angebracht. Der Kristall konnte entweder in die ausgedrehten Löcher oder in die Vertiefungen eingespannt werden. Durch Nähern der Halteelektroden wurde ein inniger Kontakt zwischen Kristall und Haltern erreicht. Bei Einspannen in die Löcher konnte der Kristall durch ein Loch hindurch beleuchtet werden, wobei eine Stromabnahme in der Richtung des Lichtes möglich war. Wurde der Kristall in die Vertiefungen eingespannt, so konnte er zwar fast vollständig beleuchtet werden, die Anordnung gestattete jedoch bloß die Abnahme von Strömen in einer zur Lichtrichtung etwa senkrechten Richtung. Überdies konnten an den Kristall noch zwei weitere Elektroden angelegt werden. Diese Elektroden bestanden aus biegsamen, weichen Kupferdrähten, die mit dem einen Ende den Kristall berührten und mit dem anderen Ende an der Grundplatte entsprechend befestigt waren.

Das Licht für die Beleuchtung wurde einer 1-kW-Metalldrahtlampe der Firma Osram, die mit einem im Ballon eingebauten Metallspiegel versehen war, entnommen. Die Strahlen der Lampe wurden durch einen Kondensor gesammelt und durch eine Küvette mit fließendem Wasser sowie durch eine weitere Küvette mit einer wäßrigen Lösung von Mohrschem Salz von den Wärmestrahlen befreit. Das vom Kondensor entworfene reelle Bild der Lampenkordeln wurde mit Hilfe zweier weiterer Linsen auf der zu beleuchtenden Stelle des Kristalls abgebildet. Die Beleuchtungsstärke am Kristall wurde mit Hilfe eines Photometers nach L. Weber ermittelt.

Zur Erzeugung des Magnetfeldes diente ein großer Elektromagnet, in dem für alle Versuche

1) Für die Arbeit verwendete ich den von der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft Herrn Prof. Ehrenhaft zur Verfügung gestellten großen Elektromagneten, über den an anderer Stelle berichtet werden wird. — Ich spreche hierfür meinen besten Dank aus. — Fräulein Lilly Jilovsky danke ich an dieser Stelle für ihre Mitarbeit und insbesondere für die selbständige Ausführung einer Reihe von Messungen.

2) H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 554—556, 1931; **32**, 856—858, 1931; **33**, 207—208, 1932.

3) L. Bergmann, Physik. Zeitschr. **33**, 209 bis 213, 1932.

4) H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 858, 1931.

1) Nach Fertigstellung der Arbeit bemerke ich, daß I. K. Kikoin und M. M. Noskov in einer Veröffentlichung in der Physikalischen Zeitschrift der Sowjetunion, Bd. 5, S. 586, 1934, das Auftreten einer Spannung an einer Platte aus Cu_2O durch ein zur Lichtrichtung senkrechtes magnetisches Feld bei Temperaturen der flüssigen Luft beschrieben haben. Die auftretende Spannung entstand zwischen Punkten der Platte, deren Verbindungslinie senkrecht zur Lichtrichtung und zur Richtung des magnetischen Feldes lagen.

Kegelstumpfpole mit einem Basisdurchmesser von 30 mm eingesetzt wurden. Die Entfernung der Basisflächen betrug 13 mm. Die magnetischen Felder waren waagrecht. Die Messungen der Feldstärke erfolgten mit einem ballistischen Galvanometer durch Messung des Zeitintegrales des Stromes, das in einer Spule von etwa 5 mm Durchmesser während des Herausziehens der Spule aus dem Felde induziert wird. Diese Messungen wurden vor den eigentlichen Untersuchungen vorgenommen. Bei den eigentlichen Versuchen wurde aus der Erregung des Magneten auf die Feldstärke geschlossen. Wegen der geringen Remanenz des für den Aufbau des Magneten verwendeten Materiales ist diese Art der Feststellung der Feldstärken bei den Untersuchungen angängig.

Die Messung der an den Elektroden auftretenden Potentialdifferenzen erfolgte statisch durch Kompensation. Bei einem Teil der Messungen wurde ein Spiegelgalvanometer einer Empfindlichkeit von etwa $2 \cdot 10^{-9}$ A pro mm der Skala und einem Widerstand von 325 Ohm verwendet.

Der Kristall, der für die Untersuchungen verwendet wurde, war ein Cuprit in Form eines Oktaeders von etwa 8 mm Achsenlänge. Er wurde durch den Assistenten Prof. Dembers, Dr. Scharf, in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt.

§ 4. Im folgenden seien der Gang der Untersuchungen und die gewonnenen Ergebnisse wiedergegeben. Der Einfachheit halber möge im Anschlusse an die gebräuchliche Nomenklatur das Auftreten einer Änderung des Kristallphotoeffektes durch ein Magnetfeld als magnetischer Longitudinaleffekt und eine senkrecht zur Lichtrichtung durch ein Magnetfeld entstehende Komponente der elektrischen Feldstärke als magnetischer Transversaleffekt des Kristallphotoeffektes bezeichnet werden.

§ 5. I. Über die Beeinflussung des Kristallphotoeffektes durch ein zur Lichtrichtung senkrechtes Magnetfeld (Longitudinaleffekt).

Der Kristall wurde in die ausgebohrten Löcher der Halteelektroden eingespannt (vgl. Fig. 1). Die Fassung wurde hierauf derart zwischen die Pole des Magneten eingebracht, daß sich der Kristall in der Mitte zwischen den beiden Polen befand. Das Loch des einen Halters war der Lichtquelle zugewendet, so daß der Kristall durch diese Öffnung in waagrechter Richtung, etwa in einem Zylinder von 4 mm Durchmesser, durchleuchtet war, während die übrigen Teile dunkel blieben. Bei der Beleuchtung des Kristalles mit einer Beleuchtungsstärke von 504000 Lux, ergab sich eine Spannung von 64 mV zwischen den beiden Elektroden. Der Strom bei Anschalten des Galvanometers betrug $3{,}46 \cdot 10^{-7}$ A. Bei der Einschaltung des Magnetfeldes ergab sich unabhängig von seiner Richtung eine Abnahme der Spannung um etwa 0,4 mV bei einer Feldstärke von 34600 Gauß. Leider war es nicht möglich, den Zusammenhang der Abnahme des Kristallphotoeffektes mit der Feldstärke bei kleineren Feldstärken festzustellen, da die Anordnung die Messung kleinerer Spannungsänderungen nicht mehr gestattete. Auch der angegebene Wert von 0,4 mV ist bereits mit beträchtlichen Fehlern behaftet.

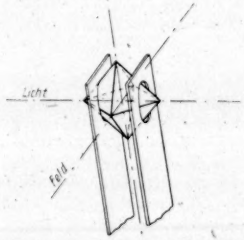


Fig. 1. Schema des magnetischen Longitudinaleffektes des Kristallphotoeffektes.

§ 6. Im Anschlusse an die oben angeführten Untersuchungen wurden noch Messungen des elektrischen Widerstandes des Kristalles in beleuchtetem und unbeleuchtetem Zustand mit und ohne Einwirkung des Magnetfeldes ausgeführt. Bei diesen Messungen lagen am Kristall Spannungen von etwa 5–10 V, so daß eine Beeinträchtigung der Widerstandsmessung des durchleuchteten Kristalles infolge des durch die Durchleuchtung auftretenden Kristallphotoeffektes nicht eintreten konnte.

Wie bereits bekannt, wird der Widerstand des Kupferoxyduls bei Beleuchtung geringer. Nach einer stattgehabten Beleuchtung erreicht jedoch der Widerstand erst nach Stunden seinen ursprünglichen Wert. In der nachstehenden Tabelle sind die Werte des Widerstandes des vorliegenden Kristalles in unbeleuchtetem Zustand, während der Beleuchtung und nach der stattgehabten Beleuchtung angegeben.

Widerstand in 10^6 Ohm	Lichtstärke in Lux	Zeit nach dem Abschalten des Lichtes in Minuten
3,52	0	
1,88	504000	
2,49	0	1
2,75		7
2,86		13
2,94		18
3,02		51
3,53		17 Stunden 30

Der Wert des Widerstandes während der Beleuchtung, der mit der oben angegebenen Spannung ermittelt wird, stimmt mit dem Wert des inneren Widerstandes des Kristalles während seiner Funktion als „Stromquelle" nicht überein. So ergibt sich aus der obigen Tabelle, daß der gemessene Wert des Widerstandes des beleuchteten Kristalles, wobei etwa 7 V an den Elektroden lagen, $1{,}88 \cdot 10^6$ Ohm betrug, während sich aus der statisch gemessenen Spannung an den Elektroden, die infolge des Kristallphotoeffektes auftritt, und aus der bei Anschalten eines Galvanometers auftretenden „Kurzschlußstromstärke" ein innerer Widerstand von 185000 Ohm ergibt. Die Verschiedenheit der Widerstandswerte mag vielleicht zum Teil von dem Auftreten von Polarisations- und Gegenspannungen bei den Brückenmessungen herrühren. Das Auftreten derartiger Gegenspannungen wurde von mehreren Autoren bereits beobachtet[1]).

Eine Änderung des elektrischen Widerstandes des Kristalls sowohl in unbeleuchtetem als auch im beleuchteten Zustand durch das magnetische Feld konnte nicht festgestellt werden, obwohl eine Widerstandsänderung von einigen Promillen noch hätte beobachtet werden können. Eine Verfeinerung der Anordnung für die Messung kleinerer Widerstandsänderungen des Kristalles wurde nicht vorgenommen, da die Untersuchung der Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes vom magnetischen Feld das vorgestreckte Ziel der Arbeit überschritt. Im übrigen wurde die verhältnismäßig geringe Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Kupferoxydul im beleuchteten sowie im unbeleuchteten Zustand vom magnetischen Feld bereits von Auwers[2]) festgestellt. Er beobachtete, daß die Widerstandsänderung des Kupferoxyduls kleiner als 1 Promille ist, gibt aber weder die Größe des verwendeten Magnetfeldes noch die Richtung der Widerstandsänderung an.

§ 7. II. Über das Entstehen einer zur Lichtrichtung senkrechten Komponente des Kristallphotoeffektes durch ein zur Lichtrichtung senkrechtes Magnetfeld (Transversaleffekt).

Für die folgenden Versuche wurden zwei gegenüberliegende Spitzen des Kristalls in die angebrachten Vertiefungen der Halteelektroden gelagert. Die Fassung wurde derart fixiert, daß der Kristall in der Mitte zwischen beiden Magnetpolen zu liegen kam und die beiden Halteelektroden b, b, vgl. Fig. 2) übereinander lagen. Aus der Figur ist die Richtung des Lichtes ersichtlich, sowie daß noch zwei weitere Elektroden a, a am Kristall angelegt waren. Vor den eigentlichen Versuchen wurden die Halter b, b mit dem Spiegelgalvanometer oder mit der Kompensationseinrichtung verbunden und nach Einschalten des Lichtes die Fassung so lange verdreht, bis an den beiden Haltern keine durch den Kristallphotoeffekt hervorgerufene Spannung mehr auftrat.

Bei Erregung des magnetischen Feldes zeigte es sich, daß zwischen Punkten des Kristalles, die ohne Magnetfeld auf einer Äquipotentialfläche gelegen waren (nämlich den Spitzen, die in den

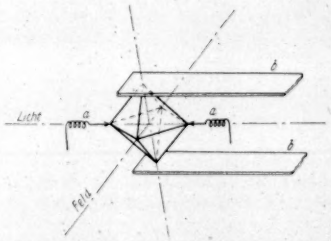


Fig. 2. Schema des magnetischen Transversaleffektes des Kristallphotoeffektes.

Haltern b, b gelagert sind), nunmehr eine Spannung auftrat, daß also durch das Magnetfeld eine zur Lichtrichtung und zur Richtung der magnetischen Feldstärke senkrechte Komponente des Kristallphotoeffektes hervorgerufen wird. Bei Kommutieren des Magnetfeldes änderte sich die Richtung dieser neuen, am Kristall aufgetretenen Spannung und bei Anlegen des Galvanometers an die Elektroden b, b auch die Richtung des Stromes. Betrachtet man den Kristall in der Lichtrichtung und verläuft die Richtung des magnetischen Feldes von rechts nach links, so entsteht an der Oberseite des Kristalls ein positiveres Potential. Aus dem Diagramm Fig. 3 gehen die Werte der statisch gemessenen Spannung sowie die Werte des bei Anschalten eines Galvanometers fließenden Stromes als Funktion der magnetischen Feldstärke hervor. Die Beleuchtungsstärke betrug hierbei 504000 Lux.

Bemerkenswert war es, daß das Kurzschließen der beiden in der Lichtrichtung angebrachten Kontakte a, a keinen beobachtbaren Einfluß auf den Transversaleffekt zeitigte. Die Stromstärke des beim Kurzschließen infolge des Kristallphotoeffektes auftretenden Stromes betrug $1{,}1 \cdot 10^{-7}$ A. Die Meßanordnung war derart, daß

1) Vgl. z. B. Joffé, Ann. d. Phys. **72**, 461, 1923; Sinjelnikoff u. Walther, Zeitschr. f. Phys. **40**, 280, 1927; G. Güllner, Arch. f. Elektrotechnik **22**, 141, 1929.

2) Otto v. Auwers, Magnetische Widerstandsänderung und Halleffekt von Kupferoxydul mit und ohne Belichtung, Veröffentlichungen aus dem Siemenskonzern, Bd. IX, H. 2, 1930.

eine Änderung der durch das Magnetfeld entstehenden transversalen Spannung um 3 Proz. noch hätte beobachtet werden können.

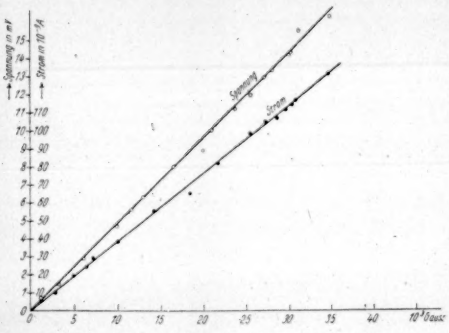


Fig. 3. Die Abhängigkeit des magnetischen Transversaleffektes des Kristallphotoeffektes von der Feldstärke.

§ 8. Als Kriterium dafür, daß es sich sowohl beim Longitudinaleffekt als auch beim Transversaleffekt nicht um bereits bekannte thermomagnetische Effekte handelt — durch die Beleuchtung kann in der Lichtrichtung ein Wärmestrom hervorgerufen werden —, möge der Versuch dienen, daß das Entfernen der Wärmestrahlenfilter auf beide Erscheinungen kaum einen Einfluß zeitigte. Im übrigen sei hierzu bemerkt, daß sich der transversale Effekt bei bereits eingeschaltetem Magnetfeld bei der Beleuchtung des Kristalls sofort einstellte bzw. bei Abblenden des Lichtes sofort verschwand, was bei Abhängigkeit von einem durch die Beleuchtung hervorgerufenen Wärmestrom nicht der Fall sein könnte.

§ 9. Es lag nahe, im Anschluß an die quantitative Erfassung des magnetischen Transversaleffektes des Kristallphotoeffektes die Größe des Halleffektes des Kristalles im beleuchteten Zustand festzustellen. Zu diesem Zweck wurde an die Elektroden a, a des beleuchteten Kristalles eine Spannung gelegt, die das Fließen eines primären Stromes durch den Kristall bewirkte. Die Anordnung wurde derart justiert, daß ohne Magnetfeld die Elektroden b, b keine Spannung aufwiesen. Während der Erregung des Magnetfeldes floß durch das mit den Elektroden b, b verbundene Spiegelgalvanometer ein Strom. Auf dem Diagramm Fig. 4 ist die Größe dieses Sekundärstromes bei einer Beleuchtungsstärke von 504000 Lux und einer magnetischen Feldstärke von 27000 Gauß als Funktion der Stärke des Primärstromes wiedergegeben, und zwar beziehen sich die Kurvenzüge *1*, *1* auf den Fall, daß die Richtung des Primärstromes mit der Richtung der durch den Kristallphotoeffekt hervorgerufenen elektrischen Feldstärke übereinstimmt, die Kurven *2*, *2* auf den Fall, daß die beiden Richtungen einander entgegengesetzt sind. Bei der Primärstromstärke Null resultieren die Werte des magnetischen Transversaleffektes des Kristallphotoeffektes[1]). Aus dem Diagramm geht hervor, daß eine lineare Superposition der durch den Halleffekt und der durch den magnetischen Transversaleffekt des Kristallphotoeffektes hervorgerufenen Sekundärströme eintritt. — Es ist bemerkenswert, daß eine ziemlich beträchtliche Primärstromstärke notwendig ist, um unter den angegebenen Bedingungen den durch den Transversaleffekt hervorgerufenen Strom zu kompensieren bzw. zu verdoppeln (etwa $1{,}1 \cdot 10^{-5}$ A). Daraus könnte sich erklären, daß das Kurzschließen der Elektroden a, a auf den Transversaleffekt keinen bemerkbaren Einfluß ausübte, da der bei Kurzschließen der Elektroden durch den Kristallphotoeffekt hervorgerufene Strom bloß etwa $1{,}1 \cdot 10^{-7}$ A beträgt.

§ 10. Zusammenfassung: Es wurde in der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß der Kristallphotoeffekt durch ein zur Lichtrichtung senkrechtes Magnetfeld auf zweierlei Art und Weise beeinflußt wird.

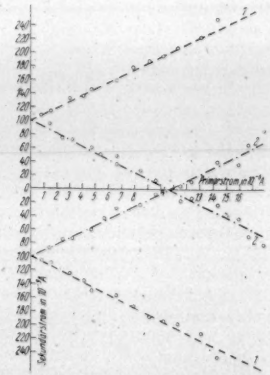


Fig. 4. Abhängigkeit des Halleffektes eines in der Richtung des Primärstromes durchleuchteten Kupferoxydulkristalles vom Primärstrom.

1) Der Halleffekt an Kupferoxydul ergab sich, wie bereits O. v. Auwers (Veröffentlichungen aus dem Siemenskonzern, Bd. IX, H. 2, 1930) feststellte, negativ.

1. tritt durch ein transversales Magnetfeld eine Verkleinerung der durch den Kristallphotoeffekt in der Lichtrichtung hervorgerufenen elektromotorischen Kraft ein. Bei dem vorhandenen Kupferoxydulkristall ergab sich bei einer Beleuchtungsstärke von 504000 Lux und einer magnetischen Feldstärke von 34000 Gauß eine Verkleinerung um etwa 0,6 Proz.
2. entsteht durch das magnetische Feld eine zur magnetischen Feldrichtung und zur Lichtrichtung senkrechte Komponente der elektromotorischen Kraft, die auch einen äußeren Strom zum Fließen bringen kann. Um mit Hilfe des Halleffektes gleiche Sekundärströme hervorzurufen, ist bei einer Feldstärke von 27000 Gauß ein Primärstrom von etwa $1{,}1 \cdot 10^{-5}$ A notwendig. Zum Unterschiede vom Halleffekt entstehen beim magnetischen Transversaleffekt des Kristallphotoeffektes die Spannungen bzw. Ströme ohne elektrischen Primärstrom, bzw. ist bei Fließen des durch den Kristallphotoeffekt hervorgerufenen Stromes dieser bei gleichem transversalen Strom etwa 100mal kleiner als der Primärstrom des Halleffektes.

Wien, III. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. Dezember 1934.)

Die Elektrizitätsdichte und der Elektronenradius.

Von Ernst Reichenbächer.

Die Elektrizitätsdichte ist eine Größe, deren Natur in den verschiedenen Gebieten der physikalischen Erkenntnis, in der Relativitätstheorie und in der Wellenmechanik, verschieden definiert wird. Während sie in jener als ein Vektor mit vier Komponenten erscheint, zerfällt sie in dieser in zwei scheinbar voneinander getrennte Größen, den dreikomponentigen Wahrscheinlichkeitsstrom und die Wahrscheinlichkeitsdichte, die — abgesehen von konstanten Faktoren — durch die Ausdrücke $\overline{\psi}\ \mathrm{grad}\ \psi - \psi\ \mathrm{grad}\ \overline{\psi}$ und $\psi\overline{\psi}$ wiedergegeben werden, wobei ψ die Wellenfunktion und $\overline{\psi}$ ihre Konjugierte bezeichnet.

Es muß auffallen und den Gegensatz zwischen den beiden genannten physikalischen Theorien besonders deutlich machen, daß die letzteren Begriffsbestimmungen nur in der nichtrelativistischen, aber nicht mehr in der relativistischen Fassung der Wellenmechanik gelten, sondern dort wieder durch die Definition der Elektrizitätsdichte als Vierervektor ersetzt werden. Dabei ist zwar der Übergang zwischen diesen beiden Arten der Begriffsbestimmung leicht zu erkennen, aber die schöne Deutung der Elektrizitätsdichte als Wahrscheinlichkeitsdichte, die wir der nichtrelativistischen Wellenmechanik verdanken, scheint sich als Täuschung zu erweisen, die durch die genauere Fassung in der relativistischen Theorie zerstört wird. Eine kurze Untersuchung möge dies zeigen.

Setzt man die Wellengleichung in der Gestalt an

$$\mathrm{Div.\,Grad}\,\psi + \frac{4\pi i\varepsilon}{hc}\,\boldsymbol{\Phi}\cdot\mathrm{Grad}\,\psi + A\cdot\psi = 0. \qquad (1)$$

(der Skalar A ist absichtlich nicht weiter bestimmt worden; er hebt sich im folgenden heraus), so ergibt sich die Elektrizitätsdichte als Viererstrom

$$\mathfrak{J} = -\frac{\varepsilon}{\mu_0}\,\alpha^2\left(\mathrm{Grad}\,S + \frac{\varepsilon}{c}\,\boldsymbol{\Phi}\right), \qquad (2)$$

wenn

$$\psi = \alpha\cdot e^{\frac{2\pi i}{h}S} \qquad (3)$$

gesetzt wird und ε die Ladung und μ_0 die Ruhmasse des Elektrons bedeuten[1]).

Da

$$\alpha^2 = \psi\overline{\psi} \qquad (4)$$

und

$$S = \frac{h}{4\pi i}\ln\frac{\psi}{\overline{\psi}} \qquad (5)$$

ist, so kann für den Viererstrom auch geschrieben werden:

$$\mathfrak{J} = -\frac{\varepsilon}{\mu_0}\,\psi\overline{\psi}\left(\frac{h}{4\pi i}\cdot\mathrm{Grad}\ln\frac{\psi}{\overline{\psi}} + \frac{\varepsilon}{c}\,\boldsymbol{\Phi}\right)$$

oder

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{J} = &-\frac{\varepsilon h}{4\pi i\mu_0}\left(\overline{\psi}\,\mathrm{Grad}\,\psi - \psi\,\mathrm{Grad}\,\overline{\psi}\right)\\ &-\frac{\varepsilon^2}{\mu_0 c}\,\boldsymbol{\Phi}\psi\overline{\psi}.\end{aligned}\right| \qquad (6)$$

Die ersten drei Komponenten ergeben die Stromdichte

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{i} = &-\frac{\varepsilon h}{4\pi i\mu_0}\left(\overline{\psi}\,\mathrm{grad}\,\psi - \psi\,\mathrm{grad}\,\overline{\psi}\right)\\ &-\frac{\varepsilon^2}{\mu_0 c}\,\mathfrak{A}\psi\overline{\psi},\end{aligned}\right| \qquad (7)$$

wobei die rein räumlichen Komponenten von $\mathfrak{J}$

1) Vgl. Gleichung (14) auf S. 416 in: A. Landé, Optik, Mechanik und Wellenmechanik, Handb. d. Phys. XX, Kapitel 8. Der konstante Faktor $-\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ ist von mir hinzugefügt worden.

und Grad durch kleine Buchstaben angedeutet werden, während die des Potentials Φ durch den Buchstaben $\mathfrak{A}$ wiedergegeben werden, den man für das „Vektorpotential" gewöhnlich braucht. Wie man sieht, gibt die Gleichung (7), abgesehen von dem unwesentlichen konstanten Faktor $-\frac{\varepsilon h}{4\pi i \mu_0}$, den Wahrscheinlichkeitsstrom in seiner üblichen Gestalt, aber in einem allgemeinen, nicht rein elektrostatischen Felde.

Die vierte Komponente von $\mathfrak{J}$ aber, die die Dichte der ruhenden Elektrizität ϱ enthält, wird

$$ic\varrho = -\frac{\varepsilon h}{4\pi i \mu_0}\left(\bar{\psi}\cdot\frac{1}{ic}\frac{\delta\psi}{\delta t} - \psi\cdot\frac{1}{ic}\frac{\delta\bar{\psi}}{\delta t}\right) - \frac{\varepsilon^2}{\mu_0 c} i q \psi\bar{\psi}$$

mit $\Phi_4 = iq$, also

$$\varrho = -\frac{\varepsilon h i}{4\pi c^2 \mu_0}\left(\bar{\psi}\frac{\delta\psi}{\delta t} - \psi\frac{\delta\bar{\psi}}{\delta t}\right) - \frac{\varepsilon^2}{\mu_0 c^2} q\psi\bar{\psi}. \tag{8}$$

Hieraus kann nur durch Vernachlässigung kleiner Größen die Übereinstimmung von ϱ mit $\varepsilon\psi\bar{\psi}$ gefolgert werden. Die Wellenfunktionen ψ und $\bar{\psi}$ hängen nämlich von t nur in der Form von Exponentialfunktionen ab, da

$$\psi = \sum_m a_m \psi_m(x, y, z)\cdot e^{2\pi i \nu_m t} \tag{9}$$

mit

$$\nu_m = \frac{1}{h}(\mu_0 c^2 + E_m) \tag{10}$$

ist, worin E_m die zur Ruhenergie $\mu_0 c^2$ im m-ten Quantenzustande hinzutretende Zusatzenergie ist. Entsprechend wird

$$\bar{\psi} = \sum_n \bar{a}_n \bar{\psi}_n(x y z)\cdot e^{-2\pi i \nu_n t} \tag{11}$$

und

$$\frac{\delta\psi}{\delta t} = \sum_m 2\pi i \nu_m a_m \psi_m e^{2\pi i \nu_m t},$$

$$\frac{\delta\bar{\psi}}{\delta t} = -\sum_n 2\pi i \nu_n \bar{a}_n \bar{\psi}_n e^{-2\pi i \nu_n t}.$$

Also erhält man für

$$\varrho = \frac{\varepsilon}{c^2\mu_0}\sum_m\sum_n\left(\frac{h(\nu_m+\nu_n)}{2} - \varepsilon q\right) a_m \bar{a}_n \psi_m \bar{\psi}_n e^{2\pi i(\nu_m - \nu_n)t} \tag{12}$$

[vgl. Gleichung (12), S. 416 bei A. Landé a. a. O.]. Weil in den Schwingungszahlen ν nach Gleichung (10) das von der Ruhenergie herrührende Glied

$$\nu_0 = \frac{\mu_0 c^2}{h}$$

bedeutend überwiegt, kann man unter Vernachlässigung aller Glieder, die c^2 im Nenner enthalten,

$$\varrho = \varepsilon\sum_m\sum_n a_m \bar{a}_n \psi_m \bar{\psi}_n e^{2\pi i(\nu_m - \nu_n)t} = \varepsilon\psi\bar{\psi} \tag{13}$$

schreiben, woraus die Übereinstimmung der Dichte der ruhenden Elektrizität mit der der Wahrscheinlichkeit folgt. Diese Übereinstimmung kommt also nur dadurch zustande, daß man Glieder von der Größenordnung c^{-2} weggelassen hat.

Es ist aber eben nur eine Annäherung, die zwar praktisch stets genügen mag, aber doch wohl kaum die grundsätzlich wichtige Folgerung rechtfertigt, daß man die beiden Dichten einander gleichsetzt. Eine solche Folgerung verlangt nicht nur annähernde, sondern volle Übereinstimmung, da sie den Anspruch erhebt, etwas über das Wesen der beiden Dichten auszusagen, und so hat es den Anschein, als ob die tiefer eindringende Untersuchung auf Grund der relativistischen Theorie die an sich so schöne und überzeugende Deutung wieder zerstört, die man sich auf Grund der nichtrelativistischen Theorie für das Wesen der Elektrizitätsdichte zurechtgemacht hatte.

Aber man braucht nicht zu verzagen: wenn ein Satz wie der von der Übereinstimmung der Elektrizitäts- und der Wahrscheinlichkeitsdichte ein so großes Maß von überzeugender Kraft besitzt, so wird es auch Mittel und Wege geben, die Schwierigkeiten zu überwinden, die sich bei genauerer Untersuchung seiner Bestätigung entgegenstellen, und in der Tat liefert die Relativitätstheorie, die die schöne Übereinstimmung scheinbar zerstört, selbst das Mittel, sie wiederherzustellen. Diese Theorie muß nur folgerichtig angewendet werden, und man darf sich nicht wie Einstein auf Transformationen des Koordinatensystems beschränken, sondern muß die des Maßstabes hinzunehmen. Diese „Umeichung" des Maßstabes ist von H. Weyl in seiner Erweiterung der Relativitätstheorie[1]) in die Wissenschaft eingeführt, aber leider zu wenig beachtet worden. Sie gibt uns das Mittel, die verlorene Übereinstimmung wiederherzustellen.

1) Ann. d. Phys. **59**, 101, 1919.

Die Umeichung wird mathematisch an dem Linienelementquadrat

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \qquad (14)$$

vorgenommen, das sich mit dem Eichfaktor γ multipliziert; auf der rechten Seite tritt er zu den Komponenten $g_{\mu\nu}$ des kovarianten Fundamentaltensors. Man drückt die Umeichung durch die Gleichungen

$$ds'^2 = \gamma \cdot ds^2, \quad g'_{\mu\nu} = \gamma \cdot g_{\mu\nu} \qquad (15)$$

aus. Nach Weyl haben nur diejenigen mathematischen Ausdrücke, die sich bei der Umeichung mit einer Potenz des Eichskalars γ multiplizieren, den Anspruch, physikalische Größen darzustellen. Der Exponent von γ in dieser Potenz heißt das Eichgewicht. Der Eichfaktor γ selbst ist eine skalare Größe, also nur eine Funktion des Ortes, aber nicht der Orientierung.

Betrachtet man nun die aus Gleichung (1) sich ergebende und den Viererstrom definierende Gleichung

$$\left.\begin{aligned} 0 = -\frac{\mu}{\varepsilon}\,\mathrm{Div}\,\mathfrak{J} &= \mathrm{Div}\left[\alpha^2\left(\mathrm{Grad}\,S + \frac{\varepsilon}{c}\Phi\right)\right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial}{\partial x^\mu}\sqrt{g}\,g^{\mu\nu}\left[\alpha^2\left(\frac{\partial S}{\partial x^\nu} + \frac{\varepsilon}{c}\Phi_\nu\right)\right] \end{aligned}\right| \qquad (16)$$

unter dem Gesichtspunkt ihres Verhaltens bei der Umeichung, so gilt das Folgende: Die Größe g hat als Eichgewicht die Zahl 4 der Ausdehnungen der Raumzeitmannigfaltigkeit, $\sqrt{g}$ demnach 2, die kontravariante Komponente $g^{\mu\nu}$ des Fundamentaltensors dagegen -1; um ein sinnvolles Eichverhalten der in der Divergenz enthaltenen Größe zu bekommen, muß man ihr auch das Eichgewicht -1 zuschreiben, was auf die Rechnung von $\alpha^2 = \psi\bar{\psi}$ kommt, da $\frac{\delta S}{\delta x^\nu} + \frac{\varepsilon}{c}\Phi_\nu$ eichinvariant ist. Wegen des Nenners $\sqrt{g}$ hat dann die Divergenz insgesamt das Eichgewicht -2. Daß das Produkt $\psi\bar{\psi}$ das Eichgewicht -1 (und jede der beiden Funktionen ψ und $\bar{\psi}$ das Gewicht $-1/2$) besitzt, geht auch aus Überlegungen hervor, die ich an anderer Stelle ausgeführt habe[1]).

Auf dies Eichverhalten von $\alpha^2 = \psi\bar{\psi}$ kommt es aber offenbar ganz wesentlich an; wäre dieser Skalar eichinvariant, so würde eine Umeichung nicht imstande sein, ihm eine gewünschte Gestalt zu geben; weil er aber das Eichgewicht -1 hat, nimmt er bei der Umeichung den Faktor γ^{-1} auf, so daß eine passende Bestimmung des Eichskalars γ alles leistet, was man wünscht.

1) Zeitschr. f. Phys. **72**, 681, 1931.

Nun steht in der Gleichung (12) für die Dichte ϱ der ruhenden Elektrizität bei jedem Gliede der Doppelsumme der Faktor

$$\frac{\varepsilon}{c^2\mu_0}\left(\frac{h(\nu_m + \nu_n)}{2} - \varepsilon q\right).$$

Dieser ändert sich von Glied zu Glied, weil die in $h\nu_m$ und $h\nu_n$ auftretenden Zusatzenergien E_m und E_n sich mit den Zeigern m und n ändern; vor allen Dingen aber enthält der Faktor im Subtrahenden die ortsveränderliche Funktion q. Deshalb muß er bis auf die Größe ε durch die Umeichung beseitigt werden; diese hat also so zu geschehen, daß der unerwünschte Faktor bis auf ε in das Produkt $\psi\bar{\psi}$ aufgenommen wird. Da sich dies, wie oben gesagt, bei der Umeichung mit γ^{-1} multipliziert, erhält man

$$\left.\begin{aligned} (\psi\bar{\psi})' &= \psi\bar{\psi}\cdot\frac{1}{c^2\mu_0}\left(\frac{h(\nu_m+\nu_n)}{2} - \varepsilon q\right) \\ &= \psi\bar{\psi}\cdot\gamma^{-1}, \end{aligned}\right| \qquad (17)$$

also

$$\left.\begin{aligned} \gamma &= c^2\mu_0\left(\frac{h(\nu_m+\nu_n)}{2} - \varepsilon q\right)^{-1} \\ &= \left(\frac{\mu}{\mu_0} - \frac{\varepsilon q}{\mu_0 c^2}\right)^{-1}, \end{aligned}\right| \qquad (18)$$

wenn nach

$$\frac{h(\nu_m+\nu_n)}{2} = \mu_0 c^2 + \frac{1}{2}(E_m + E_n) = \mu c^2 \qquad (10')$$

gesetzt wird.

Der Eichfaktor γ ist demnach von Glied zu Glied anders zu nehmen; er ist für jeden Quantenzustand und für jeden Übergang zwischen zwei solchen Zuständen anders, das kommt durch die von den Quantenzahlen m und n abhängige Masse μ hinein: für ein von einem zum andern Quantenzustand „springendes" Elektron ist sie gleich dem arithmetischen Mittel der Massen im Anfangs- und Endzustand. Weil aber die Zusatzenergien im Vergleich mit der Ruhenergie $\mu_0 c^2$ nur klein sind, wird durch diese Massenänderung der Eichskalar γ nur wenig beeinflußt; es muß aber grundsätzlich daran festgehalten werden, daß er für jedes Glied, also jeden Quantenzustand und jeden Übergang, etwas anders ausfällt.

Wichtiger aber ist ein anderes Bedenken. Die Eichgröße γ muß ein Skalar sein, und was wir in Gleichung (18) dafür geschrieben haben, besitzt diese Eigenschaft nicht, da das „Skalarpotential" φ im vierdimensionalen Sinne kein Skalar mehr, sondern die vierte Komponente eines Vektors ist. Nur in dem elektrostatischen Falle, wenn die anderen drei Komponenten, d. h. also die des Vektorpotentiales $\mathfrak{A}$ verschwinden,

ist $i\varphi$ zugleich auch der Skalar oder Betrag des Potentialvektors, vorausgesetzt, daß das Koordinatensystem dem Felde angepaßt ist, die elektrische Ladung also in ihm ruht. Es ist nun die Frage, ob man im allgemeinen Falle auch ein solches Koordinatensystem finden kann.

Das ist nun meines Erachtens der Fall, da auch das allgemeinste Feld von einer diskreten, d. h. endlichen oder abzählbar unendlichen Anzahl geladener Elementarteilchen erzeugt wird. Wählt man nun das Koordinatensystem so, daß die Weltlinien aller dieser Teilchen zu Parameterlinien einer Koordinate, nämlich der zeitlichen, werden, daß also die Ruhräume sämtlich orthogonal zu allen diesen Weltlinien sind, so können die Komponenten des Vektorpotentiales $\mathfrak{A}$ zum Verschwinden gebracht werden, worauf $i\varphi$ zum Potentialskalar wird. Wegen der diskreten Zahl der Weltlinien erscheint dies möglich.

Die Konstruktion solcher orthogonalen Räume verlangt, daß vier Gleichungen von der Gestalt

$$\left.\begin{aligned} \Phi_2\left(\frac{\delta\Phi_3}{\delta x^4}-\frac{\delta\Phi_4}{\delta x^3}\right)+\Phi_3\left(\frac{\delta\Phi_4}{\delta x^2}-\frac{\delta\Phi_2}{\delta x^4}\right)\\ +\Phi_4\left(\frac{\delta\Phi_2}{\delta x^3}-\frac{\delta\Phi_3}{\delta x^2}\right)=0 \end{aligned}\right| \qquad (19)$$

oder

$$\Phi_2\Phi_{34}+\Phi_3\Phi_{42}+\Phi_4\Phi_{23}=0$$

bestehen. Durch Einführung der dualen Komponenten der Rotationen Φ_{23} usw. kann man dies

$$\Phi_2\Phi^{12*}+\Phi_3\Phi^{13*}+\Phi_4\Phi^{14*}=0 \qquad (20)$$

oder allgemein

$$\Phi_\nu\Phi^{\mu\nu*}=0$$

schreiben, worin der Summationszeiger ν von 1 bis 4 geht, während der andere Zeiger μ eine der Zahlen 1 bis 4 ist, so daß also vier derartige Gleichungen (20) bestehen. Das Bestehen dieser Gleichungen ist hinreichend für die Konstruktion eines solchen Koordinatensystems, d. h. für die Möglichkeit des Ersatzes der Komponente $i\varphi$ durch den Betrag des Potentialvektors in jedem Raumzeitpunkte gleichzeitig. Die Gleichungen (20) sind nun ihrerseits an die notwendige Bedingung gebunden, daß der zweite Skalar des Tensors $\Phi_{\mu\nu}$

$$(\Phi\Phi^*)=\Phi^{\mu\nu}\Phi^*_{\mu\nu}=0 \qquad (21)$$

ist. Diese Bedingung ist in dem Sinne auch hinreichend, daß, wenn sie erfüllt ist, stets ein Vierervektor Φ_ν, unter Umständen durch Hinzufügung des Gradienten eines Skalars, gefunden werden kann, der die Gleichungen (20) befriedigt. Dann darf man nur nicht etwa diesen Gradienten durch eine weitere Forderung festlegen wollen wie etwa die, daß Div $\Phi=0$ wird, die vollkommen überflüssig ist.

Die Wahl eines für die ganze Raumzeitwelt gültigen Eichskalars erscheint demnach an das Bestehen der Gleichungen (20) oder der Gleichung (21) gebunden, die mir durch die Erzeugung auch des allgemeinsten Feldes durch eine diskrete Zahl von Ladungsträgern erfüllt zu sein scheint. Das Verschwinden des Skalars der Gleichung (21) erscheint auch sonst gerechtfertigt und würde das Auftreten eines wahren Magnetismus verbieten, der durch keine Koordinatentransformation beseitigt werden könnte.

Nimmt man das Verschwinden dieses Skalars demnach als gegeben an, so läßt sich stets ein Koordinatensystem finden, in dem das Vektorpotential verschwindet und der Eichskalar nach Gleichung (18) gegeben ist.

Für das zentralsymmetrische Feld eines einzigen geladenen Teilchens ist die Voraussetzung sicherlich erfüllt. In dem Ruhsystem dieses Teilchens wird das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ natürlich gleich O, und das skalare

$$\varphi=\frac{\varepsilon}{r}, \qquad (22)$$

worin r wie üblich die Entfernung des Aufpunktes vom Ort des geladenen Teilchens bedeutet. Stellt man sich dieses aber ausgedehnt vor, so liegt in dieser Festsetzung ein Mangel an Folgerichtigkeit, der sich aber in unserem Falle behebt, da sich das Teilchen als kugelförmig herausstellt, so daß die Entfernung r vom Mittelpunkt der Kugel aus gemessen werden kann.

Der Eichskalar wird demnach in diesem einfachen Falle

$$\gamma=\left(\frac{\mu}{\mu_0}-\frac{\varepsilon^2}{\mu_0 c^2 r}\right)^{-1}, \qquad (23)$$

wobei sich μ aus der Gleichung (10′) bestimmt. Da das felderzeugende Elektron ruht und kein anderes vorhanden ist, können die Zusatzenergien E_m und E_n gleich O und daher μ gleich μ_0 angenommen werden, so daß

$$\gamma=\left(1-\frac{\varepsilon^2}{\mu c^2 r}\right)^{-1} \qquad (23')$$

gesetzt werden kann.

Daraus folgt, daß diese Eichung nicht bis zum Ursprung ($r=O$) durchgeführt werden kann. Die durch sie erfaßte Raumzeitmannigfaltigkeit hat vielmehr einen natürlichen Feldsaum bei

$$r_0=\frac{\varepsilon^2}{\mu c^2}, \qquad (24)$$

wie er ähnlich auch bei der Schwarzschildschen Lösung des Einkörperproblems in der Gravitationstheorie auftritt, wo der Gravitationsradius

$$\varrho_0 = \frac{G\mu}{c^2} \qquad (24')$$

wird (G ist die Gravitationskonstante) und die nicht zu unterschreitende Grenze für r darstellt. Aber dieser Gravitationsradius ist viel zu klein, um als Radius der geladenen Teilchen zu gelten, und man hatte die Hoffnung ausgesprochen, durch Berücksichtigung der elektrischen Ladung dieser Teilchen, wovon die Schwerethеorie absieht, zu einem vernünftigen Wert zu kommen. Wie man sieht, ergibt sich hier der übliche Wert für den Elektronenradius, abgesehen von einem in der Nähe von 1 liegenden Faktor, der sich in dem klassischen Modell des Elektrons nach der Annahme der „Verteilung" der Elektrizität über dies Elementarteilchen richtete. Ich habe schon bei vielen Gelegenheiten auf den Widersinn hingewiesen, der darin liegt, die Ladung des Elementarteilchens noch unterteilen zu wollen: die klassische Ableitung des Elektronenradius ist also als grundsätzlich widerspruchsvoll unbedingt zu verwerfen. Trotzdem ist nicht zu leugnen, daß der klassische Wert des Elektronenradius ungefähr richtig ist, und es ist daher zu begrüßen, daß diese Untersuchung, die unternommen war, um die nichtrelativistische Übereinstimmung zwischen Elektrizitäts- und Wahrscheinlichkeitsdichte in die Relativitätstheorie hinüberzuretten, in ungezwungener Weise zu einem dem klassischen ungefähr gleichen Wert des Elektronenradius führt.

Zusammenfassung.

1) Die in der nichtrelativistischen Fassung der Wellenmechanik vorhandene Übereinstimmung zwischen Elektrizitäts- und Wahrscheinlichkeitsdichte scheint in der relativistischen Fassung verloren zu gehen.

2) Durch Einführung eines passend gewählten Weylschen Eichfaktors wird diese Übereinstimmung wiederhergestellt.

3) Daraus ergibt sich eine natürliche Begrenzung des Feldes in einer Kugelfläche, deren Halbmesser fast genau mit dem klassischen Elektronenradius übereinstimmt.

Königsberg, 15. Oktober 1934.

(Eingegangen am 17. Oktober 1934.)

Eine Methode zur Bestimmung der dielektrischen Konstante leitender Lösungen.

Von W. M. Mazee.

Man findet in der Literatur häufig Methoden zur Bestimmung der dielektrischen Konstante von leitenden Flüssigkeiten.

Die Resultate der verschiedenen Autoren weisen aber bedeutende Unterschiede auf.

Das Ziel unserer Untersuchungen war, soweit wie möglich, die Fehlerquellen der bestehenden Methoden aufzusuchen und eine einwandfreie Methode zu finden. Das Prinzip unserer Methode beruht auf der Messung der Maximalresonanz in einem Kreis.

Am besten fangen wir mit der Beschreibung des Apparates an (Fig. 1)[1]. Der Resonanzkreis besteht aus der Spule S_1, dem variablen Kondensator K_1 (Kapazität 1000 cm) und dem Gefäß G. Man kann aber auch das Gefäß ausschalten und an dessen Stelle den Präzisionskondensator K_2 (Kapazität 1500 cm) und den Widerstand R einschalten.

Der Widerstand ist ein Flüssigkeitswiderstand, den wir nachher noch ausführlich beschreiben wollen.

Der Resonanzkreis ist an der einen Seite geerdet und an der anderen Seite mittels eines festen Kondensators K_3 (mit einer Kapazität von 500 cm) mit dem Gitter der Röhre A (A 415, Philips) verbunden.

Die im Anodenkreis auftretenden Ströme werden verstärkt durch eine zweite Röhre B (A 415, Philips).

Die Stromänderungen, die in diesem Kreis auftreten, werden gemessen mit dem Galvanometer M.

Mittels eines Potentiometers P wird der immer in dem Anodenkreis fließende Strom kompensiert. Das bedeutet natürlich eine bedeutende Steigerung der Empfindlichkeit der Messung. Dem Galvanometer war ein kleiner Rheostat N nebengeschaltet, um die Empfindlichkeit regeln zu können.

Der obengenannte Resonanzkreis ist auch verbunden mit dem Gitter der Röhre T (Telefunken RE 604).

In dem Anodenkreis dieser Röhre befindet sich die Spule S_2. Diese Spule kann mit S_1 mehr oder weniger stark gekoppelt werden. In Wirklichkeit ist das System der Spulen S_1 und S_2 verwickelter wie in der Fig. 1 angegeben worden ist.

1) An dieser Stelle möchte ich Herrn Jr. L. H. M. Huydts von der Technischen Hochschule Delft meinen besten Dank aussprechen für die theoretisch und praktisch wichtigen Ratschläge bei der Entwicklung der Methode.

Es ist vorteilhaft, die Rückkopplung mit möglichst wenig Windungen herzustellen. Deshalb haben wir so dicht wie möglich um die Windungen der ersten Spule S_1, die sich also in dem Resonanzkreis und in dem Gitterkreis der Röhre T befindet, die Windungen der zweiten gelegt.

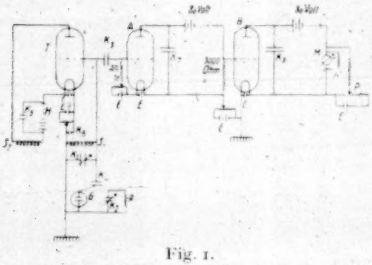


Fig. 1.

T = Telefunkenröhre RE 604; A, B = Philips Röhre A 415; K_1 = Drehkondensator 1000 cm; K_2 = Präzisionskondensator 1500 cm; K_3 = Kondensator 500 cm (Marke „Manens"); K_4, K_5, K_6, K_7, K_8 = Kondensatoren 10000 cm (Marke „Manens"); E = Akkumulatoren, 4 Volt; H = Batterie, 50–80 Volt; R = Flüssigkeitswiderstand; G = Meßgefäß; M = Galvanometer; N = Rheostat; P = Potentiometer.

Nach jeder fünften Windung kann abgezweigt werden. Hinter diese Windungen, die man also zu je 5 einschalten kann, ist eine zweite kleine bewegliche Spule geschaltet, die ungefähr 12 Windungen enthält. (Diese Spule ist nicht in der Figur angegeben worden.)

Die Spule S_1 enthält ungefähr 110 Windungen und hat einen Durchmesser von etwa 6 cm Die Spule S_2 enthält 60 Windungen.

Die bewegliche Spule dient dazu, die Rückkopplung ganz scharf einzustellen. Alle Röhren haben eine geeignete Gitterspannung, die man alle mittels Potentiometer regeln kann und deren Wert experimentell festgestellt wird.

In dem Resonanzkreis befindet sich noch ein fester Kondensator K_4 von 10000 cm, um zu verhindern, daß evtl. ein Gleichstrom durch das mit Elektrolyt gefüllte Gefäß fließt.

Alle Teile des Apparates, mit Ausnahme des Gefäßes, des Galvanometers, der Spulen S_1 und S_2, des Präzisionskondensators und des Flüssigkeitswiderstandes sind in einen Aluminiumkasten eingebaut worden.

Um unerwünschte Kopplungen zu vermeiden, sind die Röhren T, A und B alle in einem mit Aluminiumplatten versehenen abgeschirmten Teil des Kastens eingebaut worden. Die benutzten Aluminiumplatten hatten eine Dicke von 3 mm.

Auch ist dafür Sorge getragen, daß alle Batterieen für Hochfrequenzströme kurzgeschlossen sind durch feste Kondensatoren von 10000 cm (K_5, K_6, K_7, K_8).

Es muß ausdrücklich betont werden, daß alle Unterteile, speziell die Kondensatoren, von sehr guter Konstruktion sein müssen, da sonst unbedingt Störungen eintreten.

Durch Regelung der Kopplung zwischen den Spulen S_1 und S_2 kann man erreichen, daß in dem Kreis Selbsterregung auftritt, die sich dadurch sofort bemerken läßt, daß ein plötzlicher Ausschlag im Galvanometer auftritt.

Man stellt die Kopplung jetzt so ein, daß gerade keine Selbsterregung stattfindet. Es geschieht natürlich am besten durch grobe Einstellung mittels der Windungen von S_2 und nachher genaue Einstellung mit der kleinen in Reihe geschalteten Spule.

Man muß um so mehr Windungen einschalten, je weniger der Widerstand des Elektrolyten ist, um Selbsterregung zu bekommen.

Wie gesagt, wird so eingestellt, daß gerade keine Selbsterregung eintritt. Dann koppelt man S_1 sehr lose mit der Spule eines Senders. Unser Sender wurde eingestellt auf eine konstante Frequenz von 2×10^5 Hertz. An dieser Stelle wollen wir nicht näher auf die Konstruktion des Senders eingehen, es sei nur gesagt, daß eine sehr gute Konstanz der Frequenz erreicht ist. Hat man die lose Kopplung hergestellt, dann bemerkt man sofort, daß in dem Kreis Resonanz aufgetreten ist. Diese resoniert jetzt mit derselben Frequenz wie der Sender, vorausgesetzt natürlich, daß man einen passenden Wert von Selbstinduktion und Kapazität eingeschaltet hat.

Man bekommt eine sehr scharfe Resonanzkurve, die vollkommen symmetrisch ist. Es ist natürlich ein außerordentlich großer Vorteil, daß man bei jedem Widerstand der Elektrolytlösung (wir sind heruntergegangen bis 900 Ohm), eine scharfe Resonanzkurve bekommt. Dadurch ist man imstande, die Lage des Maximums sehr genau zu ermitteln.

Es stellt sich heraus, daß die Lage des Maximums unabhängig ist von der Rückkopplung, d. h. man kann eine sehr scharfe Resonanzkurve darstellen durch starke Rückkopplung und sehr schwache Kopplung mit dem Sender, aber man kann auch weniger stark rückkoppeln und stärker mit dem Sender koppeln.

In beiden Fällen (im letzteren Fall bekommt man eine weniger scharfe Resonanzkurve) findet man genau dieselbe Lage des Maximums.

Man kann auch die Anodenspannung der Röhre T erhöhen, in diesem Fall braucht man weniger Windungen zur Rückkopplung; die Lage des Maximums ist aber genau wieder dieselbe.

Das Resonanzmaximum wurde bestimmt durch Einstellung auf zwei Punkte gleicher Amplitude auf beiden Seiten des Maximums. Man nimmt jetzt den Durchschnittswert der zwei Kapazitätswerte.

Bei unseren Messungen wird immer so eingestellt, daß der Höchstwert der auftretenden Spannung, gemessen am Ende der Spule S_1, 0,08 Volt beträgt.

Wie schon am Anfang gesagt wurde, ist der Flüssigkeitswiderstand R ein außerordentlich wichtiger Punkt der ganzen Apparatur.

Inzwischen ist eine Veröffentlichung erschienen[1]), in welcher der Autor ebenfalls auf beträchtliche Fehlerquellen aufmerksam macht, die bei der Messung der dielektrischen Konstante auftreten können, wenn man nicht spezielle Vorsichtsmaßregeln trifft.

Der von mir benutzte Flüssigkeitswiderstand hatte eine Form, wie in Fig. 2 angegeben ist.

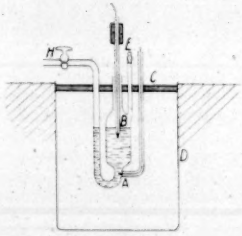


Fig. 2.

In dem gläsernen Gefäß ist unten ein kleiner Platindraht A eingeschmolzen. Das Glasrohr B enthält auch einen kleinen Platindraht. Die Oberseite von B ist fest in einem Kupferblock eingespannt. Der Block kann durch die Zahn- und Triebbewegung eines Mikroskops genau auf eine willkürliche Stelle eingestellt werden. Die Lage kann abgelesen werden auf einer mit einem Nonius versehenen Skala. Das Rohr E dient zur Füllung des Gefäßes; Entleerung kann geschehen, wenn man H an eine Vakuumpumpe anschließt. Das Gefäß befindet sich in einem Becherglas D; die Oberseite ist mit einer Paraffindecke C versehen.

Das Becherglas befindet sich in demselben Öthermostaten wie das Meßgefäß. Man hat dann zu gleicher Zeit den Vorteil, daß die Kreise möglichst symmetrisch aufgebaut werden können.

Es ist nicht möglich, das Gefäß unmittelbar in den Öthermostaten zu setzen, da sonst dieser Kreis eine viel größere Dämpfung zeigt wie der Kreis mit dem Meßgefäß.

Bevor die Messungen anfangen können, müssen zuerst Korrektionskurven für den Flüssigkeitswiderstand aufgestellt werden.

Zu diesem Zweck wurden Metallwiderstände benutzt, die durch Kathodenzerstäubung hergestellt waren. Die Widerstände sind hergestellt worden von Herrn Dr. P. Wenk, Jena, dem ich an dieser Stelle meinen Dank für die freundliche Hilfe ausspreche.

Statt des Meßgefäßes wurde in diesen Kreis ein Kondensator aufgenommen mit derselben Kapazität, wie das mit Elektrolyt gefüllte Gefäß. Dieser Kapazität wurde ein Metallwiderstand nebengeschaltet.

Der Flüssigkeitswiderstand wurde mit einer genau abgemessenen Quantität verdünnter, mit Chinhydron gesättigter Schwefelsäure gefüllt.

Die Messung geht folgenderweise vor sich:

Man schaltet Metallwiderstand und Flüssigkeitswiderstand noch nicht ein, d. h. der Metallwiderstand ist wohl in den Kreis aufgenommen, aber an einer Seite ist noch kein metallischer Kontakt hergestellt. Der Zufuhrdraht steckt in einer kleinen Öffnung; dadurch, daß man eine kleine Metallschraube umdreht, kann Kontakt gemacht werden.

Die sehr kleine Umdrehung der Schraube kann keine Kapazitätsänderungen hervorrufen, jedenfalls nicht solche, die mit unserer Apparatur meßbar sind. Der Flüssigkeitswiderstand ist schon mit der abgemessenen Quantität Schwefelsäure gefüllt, der Platindraht B steht aber noch über der Flüssigkeit.

Man bestimmt jetzt mittels des Präzisionskondensators die Kapazität des anderen Kreises.

Jetzt schaltet man den Metallwiderstand ein, regelt die Rückkopplung und dreht so lange den Kondensator K_1, bis Maximalresonanz eingetreten ist.

Jetzt schaltet man um auf den zweiten Kreis und regelt Präzisionskondensator und Flüssigkeitswiderstand derart, daß genau dieselbe Amplitude wie in dem anderen Kreis hergestellt wird. Jetzt bestimmt man in der vorher beschriebenen Weise die Kapazität.

Im allgemeinen findet man einen anderen Wert wie vor der Einschaltung des Widerstandes.

Diese Korrektion, also die Kapazitätsänderung, ist auf mehrere Ursachen zurückzuführen. Die Zuleitungen haben, obwohl die Aufstellung möglichst symmetrisch gehalten ist, immer verschiedene Kapazität und Induktivität.

Weiter spielt die Änderung der Stelle des Platindrahtes natürlich eine Rolle. Die Korrektion muß daher auch für verschiedene Stellen des Drahtes bestimmt werden.

1) W. Graffunder, Ann. d. Phys. (5) **19**, 689, 1934.

Graffunder[1]) gibt weiter als Ursache die Änderung der Polarisationskapazität der Elektroden an. Bei unserer Apparatur glauben wir, dieser Ursache keinen Wert beilegen zu müssen.

Erstens sind die Platindrähte mit Platinschwarz überzogen, zweitens haben wir als Elektrolyt verdünnte, mit Chinhydron gesättigte Schwefelsäure genommen. Diese Kombination setzt bekanntlich die Polarisierbarkeit bedeutend herunter. Drittens ist der durch den Widerstand fließende Strom so gering (die Höchstspannung am Ende der Resonanzspule ist ja 0,08 Volt) daß die Polarisation im wesentlichen einen so niedrigen Wert bekommt, daß er nicht meßbar ist. Neulich[2]) hat Jezewsky mit den Messungen seiner Fadenflüssigkeitswiderstände auch auf diesen Umstand hingewiesen.

Der von mir benutzte Flüssigkeitswiderstand hat aber vor dem von Jezewsky benutzten seine gute Konstanz voraus.

Trägt man die Korrektion gegen die Lage des Platindrahtes auf, so bekommt man eine gerade Linie für einen bestimmten Widerstand. Mehrere Experimente geben für denselben Widerstand mit sehr großer Genauigkeit immer dieselbe gerade Kurve.

Für einen anderen Widerstandswert bekommt man eine andere Kurve, die aber auch gerade ist und der ersten parallel läuft.

Die verschiedenen Widerstandswerte in dem Flüssigkeitswiderstand bekommt man natürlich durch eine geeignete Wahl der Konzentration der Schwefelsäurelösung.

Aus der ganzen Schar Kurven kann man für jeden Widerstand und jede Stelle des Platindrahtes die Korrektion ablesen.

Bei den Messungen haben wir bemerkt, daß eine sehr kleine Temperaturänderung der Schwefelsäurelösung (also eine sehr kleine Widerstandsänderung) einen großen Einfluß auf die Amplitude hat.

Die Erscheinung ist kontrolliert worden mit einem Metallwiderstand, und es stellt sich heraus, daß speziell bei sehr starker Rückkopplung eine prozentual sehr kleine Widerstandsänderung (etwa 0,01 Proz.) eine Amplitudenänderung von etwa 25 Proz. zur Folge hat.

Man kann also nur in den beiden Kreisen dieselbe Amplitude bekommen, wenn die Widerstände einander vollkommen gleich sind.

Wenn die Korrektionskurven aufgestellt sind, ist die Messung der Dielektrizitätskonstante einer leitenden Flüssigkeit sehr einfach. Wir haben bei verschiedener Form der Flüssigkeitswiderstände festgestellt, daß der Wert der Korrektion sehr großen Änderungen unterliegt. Auch braucht die Korrektionskurve, dargestellt als Funktion der Stelle des Platindrahtes, bei einer anderen Form des Gefäßes nicht gerade zu sein. Bei einer U-förmigen Kapillare haben wir eine sonderbar gekrümmte Kurve gefunden. Diese Form eignet sich also nicht so gut wie das jetzt gebrauchte Gefäß. Das Meßgefäß enthält zwei zylindrische Platinelektroden. Die Außenelektrode ist geerdet und die Innenelektrode ist mit der nichtgeerdeten Seite des Hochfrequenzkreises verbunden.

Außer dem Durchmesser ist auch die Höhe der Innenelektrode kleiner wie die der Außenelektrode. Das dient nur dazu, um die Streuung des Kraftfeldes nach den Gefäßwänden möglichst stark zu verringern. Das Gefäß wird leer in den Kreis eingeschaltet und die Kapazität wird gemessen. Dann wird dasselbe, ohne es von seiner Stelle zu nehmen, mit der Flüssigkeit von unbekannter Dielektrizitätskonstante gefüllt. Rückkopplung und Flüssigkeitswiderstand werden eingestellt und die Kapazität wird wieder gemessen. Aus dem Kapazitätsunterschied und der bekannten Kapazität des leeren Gefäßes kann man, nachdem man die zugehörige Korrektion angebracht hat, die Dielektrizitätskonstante berechnen.

Wir hoffen, in einer späteren Veröffentlichung die Resultate unserer Messungen mitteilen zu können.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor Dr. A. H. W. Aten danken für seine wertvollen Bemerkungen.

Amsterdam, Laboratorium voor Electrochemie van de Universiteit, November 1934.

(Eingegangen 11. November 1934.)

1) l. c.
2) Physik. Zeitschr. **35**, 748, 1934.

Zur Turbulenz bei Ionenzählern.

Von H. Th. Graziadei.

Zwei fast gleichzeitig erschienene Veröffentlichungen von O. H. Gish[1]) befassen sich mit einigen in der Literatur erwähnten Versuchsergebnissen, die zur Theorie des Ebertschen Ionenzählers im Widerspruche stehen. Es sind dies einzelne experimentelle Ergebnisse, von denen Hewlett[2]) und der Verfasser[3]) berichteten. O. H. Gish führt die bestehenden Unstimmigkeiten auf turbulente Vorgänge im Zylinderkondensator zurück. Um die Richtigkeit dieser Vermutung zu prüfen, wurden Versuche ausgeführt, über die im folgenden kurz berichtet wird. Vorher möge noch die Art der Unstimmigkeiten (soweit sie die eigenen Ergebnisse betreffen) dargelegt werden.

Gelegentlich einer Untersuchung mit dem Ebertschen Ionenzähler ergab sich die Notwendigkeit, die ursprünglich 10 cm lange Innenelektrode um 20 cm zu verlängern. Dies geschah mit Hilfe eines ansteckbaren Messingstäbchens. Auf diese Weise konnten die Ionenzählungen wahlweise entweder mit einer 10 cm langen oder mit einer 30 cm langen Innenelektrode vorgenommen werden. Wählt man nun die Potentialdifferenzen zwischen der Innen- und Außenelektrode des Zylinderkondensators in beiden Fällen derart, daß die Grenzbeweglichkeit der abgefangenen Ionen dieselbe ist, so soll der Theorie zufolge die erhaltene Ionendichte von der Länge der verwendeten Elektrode unabhängig sein. Eigenartigerweise wurden jedoch mit der längeren Elektrode meist höhere Werte erhalten als mit der kurzen.

Eine besondere experimentelle Untersuchung über die Bedingungen, die das Auftreten einer turbulenten Strömung im Innern des verwendeten Zylinderkondensators bewirken, erübrigte sich, da hierüber bereits eine ausführliche Arbeit von K. W. F. Kohlrausch[4]) vorliegt, der im Anschlusse an die Arbeiten von Neru, Becker, Dowling, Fry, Tyndall zeigte, daß es auch bei weiten luftdurchströmten Rohren eine ganz bestimmte kritische Luftgeschwindigkeit gibt. Wird sie überschritten, so geht die laminare Strömung in turbulente über, wie dies schon früher O. Reynolds und andere für Kapillarrohre nachgewiesen haben. Es gilt für die kritische Geschwindigkeit c die Beziehung

$$c = \frac{\varkappa \cdot \eta}{\varrho \cdot r},$$

worin $\varkappa$ eine Konstante ist, welche nach Kohlrausch den Wert 1040 hat. η ($= 1{,}85 \cdot 10^{-4}$) bedeutet den Reibungskoeffizienten, ϱ ($= 1{,}16 \cdot 10^{-3}$ bedeutet die Dichte der Luft, r ist der Radius des Rohres. Die experimentellen Ergebnisse, die Kohlrausch unter anderem für ein Rohr von $r = 1{,}49$ cm und $l = 240$ cm erhielt, bestätigen die Formel auf das beste. Für unseren Zylinderkondensator ($r = 1{,}50$ cm, $l = 50$ cm) ergibt sich aus der Formel eine kritische Geschwindigkeit von rund 110 cm/sec, was einer kritischen Förderleistung von rund 47 l/min entspräche. Nimmt man hingegen, neueren Angaben entsprechend[1]), $\varkappa$ zu 1400 an, so ergibt sich für die kritische Förderleistung der wesentlich höhere Wert von 63 l/min. Da die eingangs erwähnten Unstimmigkeiten bei einer Förderleistung von 90 l/min auftraten, wobei die Luftströmung also sicherlich turbulent war, so müßten sie bei einer unterhalb der kritischen liegenden Förderleistung verschwinden. Die Versuche, die dies dartun sollten, wurden in der Weise ausgeführt, daß die Ionenzählungen abwechselnd mit der kurzen und mit der langen Elektrode vorgenommen wurden, und zwar mit ein und derselben Elektrode nie mehr als 2–3 Messungen hintereinander.

Nr.	Förderleistung l/min	Grenzbeweglichkeit cm · sec^{-1} : Volt · cm^{-1}	Elektrodenlänge 10 cm	Elektrodenlänge 30 cm	Bemerkung
1[2])	90	0,5	415 (12)	478 (10)	Leutasch 1932 (1000 m)
2[2])	90	0,2	473 (14)	623 (12)	
3	90	0,5	366 (10)	398 (11)	
4	90	0,2	423 (6)	449 (6)	
5	90	0,2	827 (8)	812 (12)	
6	80	0,5	454 (15)	498 (17)	Hafelekar 1933 (2300 m)
7	80	0,5	718 (23)	723 (16)	Hafelekar 1934 (2300 m)
8	30	0,5	663 (4)	644 (7)	
9	30	0,5	580 (7)	573 (7)	
10	30	0,5	433 (12)	446 (12)	
10	30	0,5	362 (7)	496 (7)	
11	30	0,5	484 (6)	490 (6)	
12	30	0,5	373 (10)	384 (11)	
13	30	0,5	415 (7)	410 (11)	

1) Handb. d. Experimentalphys. (Wien-Harms), Bd. 4, 1. Teil, S. 32.

2) Nr. 1 und 2 bereits veröffentlicht. Siehe Tabelle III und IV der in Fußnote 3 zitierten Arbeit.

1) Terr. Mag. **38**, 257–259, 1933; Physik. Zeitschr. **34**, 712 bis 713, 1933.

2) Terr. Mag. **19**, 219–233, 1914.

3) Physik. Zeitschr. **34**, 82 bis 88, 1933.

4) Ann. d. Phys. **44**, 297 bis 329, 1914.

Die in der beigegebenen Tabelle angeführten Ionenzahlen stellen lediglich die Mittelwerte aus den Einzelmessungen von je 5 Minuten Aspirationsdauer dar. Die eingeklammerten Zahlen bedeuten ihre Anzahl. Bei den Versuchen wurden möglichst beständige atmosphärische Verhältnisse angestrebt (Strahlungswetter, reine Bergluft). Die Versuchsreihen Nr. 10, 10a, 11, 13 wurden außerdem während der Nachtstunden durchgeführt.

In den Versuchsreihen Nr. 1–7, bei denen, wie die Höhe der Förderleistung erkennen läßt, die Luftströmung sicher turbulent war, wurden höhere Werte meist mit der langen Elektrode erhalten, und zwar, dem labilen Charakter der Turbulenzströmung entsprechend, in wechselndem Ausmaße. In den Versuchsreihen Nr. 5 und 7 liefern beide Elektroden praktisch sogar dieselben Ionenzahlen. Wahrscheinlich hängt der Grad der Turbulenz im Zylinderkondensator unter anderem auch davon ab, in welchem Maße sich die Außenluft bereits in natürlicher turbulenter Bewegung befindet. Ein eindeutiger Zusammenhang mit der Windstärke konnte aber nicht festgestellt werden.

Bei laminarer Strömung (Förderleistung 30 l/min) besteht im allgemeinen recht gute Übereinstimmung zwischen den Ionenzahlen der gleichen Maßreihe (Nr. 8–13). Lediglich Versuchsreihe Nr. 10a macht hierin eine deutliche Ausnahme. Dabei dürfte aber ein Störeffekt von wahrscheinlich radioaktiver Natur (Innenelektrode war negativ geladen) seine Hand im Spiele gehabt haben. Während nämlich bei der vorangehenden Meßreihe (Nr. 10, 0 Uhr 30 bis 4 Uhr 30 nachts) beide Elektroden nahezu dieselben Werte (433 und 446) ergaben, lieferte die lange Elektrode mit einem Male rund 700 Ionen. Während der nachfolgenden $1^3/_4$stündigen Beobachtungszeit fiel dieser Wert ständig, war aber am Schlusse immer noch wesentlich höher als der mit der kurzen Elektrode erhaltene Wert (im Mittel mit der kurzen Elektrode 362, mit der langen 496 Ionen).

Sieht man jedoch von diesem Störeffekt, der nur dieses eine Mal auftrat und nicht wieder gefunden werden konnte, ab, so steht es wohl außer Zweifel, daß nur bei laminarer Luftströmung im Ionenzähler die gemessene Ionendichte in Übereinstimmung mit der Theorie unabhängig von der Länge der Innenelektrode ist. Da somit der Versuch die von O. H. Gish geäußerte Vermutung bestätigt, ist die in der eingangs erwähnten Arbeit (Fußnote 3) gemachte Bemerkung, daß die mit der Swannschen Auflademethode erhaltenen Ionenzahlen in gewissen Fällen zu hoch ausfallen können, gegenstandslos.

Innsbruck, Institut für Strahlenforschung an der Universität, im Januar 1935.

(Eingegangen 11. Januar 1935.)

BESPRECHUNGEN.

Arthur Eddington, L'univers en expansion. Trad. de l'Anglais par J. Rossignol. Gr.-8°. 2 Tafeln und 162 S. Paris 1934. Hermann et Cie. Frcs. 15.—.

Das vorliegende Werk ist eine Übersetzung des „The expanding univers", das Eddington als Erweiterung einer von ihm auf der Astronomenzusammenkunft im September 1932 gehaltenen Vorlesung verfaßt hat. Von dem Werk erschien 1933 eine deutsche, von Helene Weyl besorgte Ausgabe unter dem Titel „Dehnt sich das Weltall aus?" Weder das englische Original noch die deutsche Übersetzung haben in dieser Zeitschrift eine Besprechung erfahren. Es dürfte daher eine kurze Schilderung des Inhaltes beim Erscheinen der französischen Ausgabe erwünscht sein, die mit der deutschen im wesentlichen übereinstimmt und daher wohl eine getreue Übersetzung des dem Referenten nicht zugänglichen Originals sein dürfte. Das Werk umfaßt vier Kapitel, die in der französischen elf, in der deutschen Ausgabe zwölf Druckbogen benötigen.

Ein umfangreiches Kapitel ist der durch die allgemeine Relativitätstheorie aufgerollten Frage nach der Struktur des Raumes gewidmet. Mit der ihm eigenen Art versteht es Eddington, den manchen „zu mathematisch" erscheinenden Stoff näher zu bringen. Es werden die auf dieser Grundlage aufbauenden weiteren theoretischen Untersuchungen von de Sitter, Lemaître u. a. besprochen, die zu einem entweder nur als scheinbar oder aber auch als tatsächlich vorhanden anzusehenden Effekt einer stetigen Ausdehnung des Weltalls führten. Sowohl der Theorie wie auch ihrer praktischen Bestätigung durch die auffallend großen Linienverschiebungen in den Spektren der als fernste Objekte bekannten Spiralnebel wird je ein ausführliches Kapitel gewidmet. Der Referent möchte für den Interessenten noch einen Hinweis auf die bei Eddington nicht erwähnten Arbeiten H. Vogts zu dieser Frage in den Astronomischen Nachrichten, Bd. 245 und 247, hinzufügen. Mit der Ausdehnung des Universums wird auch die von verschiedenen astrophysikalischen Gesichtspunkten umstrittene Frage nach der Zeitskala für die Entwicklung der Sterne besprochen. In der deutschen Ausgabe ist an dieser Stelle ein Fehler unterlaufen, der nicht unerwähnt bleiben darf, da ein Buch wie das vorliegende gern von gebildeten Laien zur Hand genommen wird. Es handelt sich um die Verwechslung des Entfernungsmaßes „Lichtjahr" mit dem Zeitmaß. Auf S. 125 der deutschen Ausgabe ist von

einem Universum die Rede, das alle 1500 Millionen Lichtjahre seinen Radius verdoppelt. Vielleicht hat hier ein den Text mit Interesse verfolgender Setzer des Guten zuviel getan. Die französische Ausgabe ist in dieser Hinsicht fehlerfrei. Von besonderem Interesse für den Physiker ist das letzte Kapitel „Universum und Atom". Hier finden wir Quantentheorie und Wellenmechanik zu einer quantitativen Bestätigung der Ausdehnung des Universums herangezogen. Als treffend zur Charakteristik des Buches sei ein in der französischen Ausgabe auf S. 134 stehender Satz herausgegriffen, der lautet: „Wie in dem geschlossenen Universum, beschrieben in Kapitel II, die Milchstraßen ein System bilden, das kein Zentrum und keinen Rand hat, so schließen sich die Begriffe der Physik zu einer Kette zusammen, in der kein Glied das erste und keines das letzte ist; unser Ziel besteht nicht darin, zu einem obersten Begriff zu gelangen, sondern den Kreis der Beziehungen zu schließen." Aus dieser Probe erkennt man, daß hier ein von höherer Warte aus in geschickter Form abgefaßtes Werk vorliegt, das mehr enthält, als sein Titel anzeigt. Die den einzelnen Kapiteln vorangesetzten Dichter- und Denkerworte bestärken den Referenten in der Betonung dieser Seite des Werkes. Deutsche und französische Ausgabe unterscheiden sich — ob absichtlich — nur durch die Ersetzung des Goetheschen Zitates vor dem ersten Kapitel durch eins von Dante in der französischen Auflage.

J. Weber.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 13 (1934). Herausgegeben von der Schriftleitung der Naturwissenschaften. 373 S. Mit 205 Abbildungen. Berlin. J. Springer. Geh. RM 28.—, geb. 29.40.

Der Herausgeber hat wiederum eine Reihe vorzüglicher zusammenfassender Berichte in dem diesjährigen Band der Ergebnisse vereinigt, die sich alle mit aktuellen Problemen der Physik beschäftigen. Fleischmann und Bothe berichten über künstliche Kern-γ-Strahlung, Neutronen und Positronen (57 Seiten), Kirchner über Elementumwandlung durch schnelle Wasserstoffkerne (32 Seiten), Steinke gibt eine Übersicht (59 Seiten) über den Stand der Erforschung der kosmischen Ultrastrahlung, Frerichs über die derzeitige Kenntnis des Wasserstoffisotops (52 Seiten), Suhrmann hat (74 Seiten) die ausgedehnte und unübersichtliche Literatur über den äußeren Photoeffekt an adsorbierten Schichten kritisch bearbeitet, Gudden desgleichen (34 Seiten) die über die elektrische Leitfähigkeit elektronischer Halbleiter; zum Schluß geben Geiringer und Prager eine Darstellung der Mechanik isotroper Körper im plastischen Zustand (54 Seiten). Die Namen der Mitarbeiter bürgen für die Güte des Gebotenen. Fast erschreckend ist es, die den einzelnen Berichten beigegebenen Literaturverzeichnisse anzusehen; die Zahl der jeweils in Betracht kommenden Originalarbeiten unterschreitet nie wesentlich 100 und steigt bis fast 400. Bei dieser Intensität der wissenschaftlichen Arbeit könnte man fast daran verzweifeln, auch nur einigermaßen die Übersicht zu behalten. Um so mehr wird man den Forschern Dank wissen, die sich der großen Mühe zusammenfassender Berichterstattungen unterziehen, und man wird mehr und mehr auch diese Art der Arbeit als unentbehrlich für den weiteren Fortschritt der Wissenschaft gebührend schätzen müssen. R. Seeliger.

H. Falkenhagen, Electrolytes. (Traduction de G. Mano). Gr.-8°. XIX u. 358 S. Mit 105 Abb. Paris 1934. Felix Alcan. Geb. Fr. 60.—.

Diese französische Ausgabe der bekannten Monographie (vgl. die Besprechung des deutschen Werkes Physik. Zeitschr. **33**, 778, 1932) hat es ermöglicht, einige wichtige Fortschritte der letzten zwei Jahre in den Text aufzunehmen, insbesondere die neueren Arbeiten der Wienschen Schule und theoretische Überlegungen von Onsager. An manchen Stellen konnten dafür die Ausführungen über ältere Arbeiten, deren Bedeutung unterdessen abgenommen hat, etwas kürzer gefaßt werden. Die Übersetzung stellt damit eine durchaus auf den neuesten Stand gebrachte Darstellung des gesamten Gebietes dar.

L. Ebert.

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Band 9, Abschnitt 1. Von H. Kuhn, Atomspektren. 8°. Mit 78 Figuren im Text. 266 Seiten. Leipzig 1934. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Brosch. RM 24.50, geb. RM 26.—.

Das bekannte Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, von A. Eucken und K. L. Wolf herausgegeben, hat durch das Buch von H. Kuhn eine sehr wertvolle Bereicherung erfahren. Man hat beim Studium des Buches den Eindruck, daß der Verfasser die dargestellte Materie vollkommen beherrscht. Er hat die Nachteile, die in der Knappheit und Kürze der Darstellung solches umfangreichen wissenschaftlichen Gebietes liegen, durch die zahlreichen Literaturangaben, die sich unten auf jeder Seite des Textes befinden, geschickt umgangen. Aus den Überschriften der einzelnen Kapitel läßt sich schon ersehen, wie umfangreich die dargestellte Materie ist. So lauten seine Kapiteleinteilungen:

A. Empirische Grundlagen.
   1. Spektroskopische Methoden.
   2. Empirische Systematik der einfachen Spektren.

B. Theoretische Grundlagen.
   1. Bohrs korrespondenzmäßige Methode.
   2. Die Methode der Wellenmechanik.

C. Struktur der einzelnen Spektren.
   1. Die einfachen Spektren.
   2. Periodisches System und Röntgenspektren.
   3. Mehrelektronenspektren.

D. Struktur der einzelnen Spektrallinien.
   1. Die Hyperfeinstruktur der Spektrallinien.
   2. Natürliche Breite und äußere Beeinflussung der Spektrallinien.

Ein weiterer Vorteil des Buches ist darin zu sehen, daß die Resultate der bis Ende 1933 erschienenen Arbeiten auch wirklich kritisch mit hineinverarbeitet worden sind. Angenehm berührt auch die geschickte Auswahl der figürlichen Darstellungen, so z. B. Fig. 29: Die bildliche Darstellung der Ladungswolken im H-Atom, und Fig. 48: Die Ladungsdichte des Rb^+-Rumpfes und dessen einzelner Schalen. Durch das Buch werden dem Experimentator manche theoretischen Begriffe, die in den Originalarbeiten zu schwer verständlich dargestellt sind, nahegebracht. Jeder Physiker wird zu seiner Orientierung immer wieder gern nach diesem Buch greifen. Die Ausstattung des Buches ist gut.

H. Schüler.

Rosenberg-Hauschulz, Lehrbuch der Physik. Einheitsausgabe a) Unterstufe. 15. Auflage. VIII u. 204 S. 8°. Mit 419 Abb. im Text und 1 Farbentafel. Leipzig 1934. Geb. RM 3.20. b) Oberstufe, 11. veränderte Aufl. 400 S. mit 598 Abb. und 1 Farbtafel. Leipzig 1935. G. Freytag AG. Ganzleinen RM 6.—.

Rosenbergs „Physik" ist von jeher ein gern und viel benutztes Lehrbuch gewesen. Es muß festgestellt werden, daß die Neubearbeitung beider Bände eine glückliche Vervollkommnung des Werkes darstellt, die es für Schüler und Lehrer noch ansprechender und nutzbringender gestaltet als die bisherigen Auflagen.

Zum großen Vorteil des Buches ist mit manchem Alten, das bislang zum eisernen Bestand unserer Physikschulbücher gehörte, aufgeräumt worden. Statt dessen findet man jetzt Aufgaben über den Katapultstart von Flugzeugen, das Schiffshebewerk von Niederfinow, aus dem Kraftfahrwesen u. a. m. Auch die „Wehrwissenschaft" ist mit interessanten Berichten und Aufgaben vertreten: physikalisches Verhalten vernebelter Kampfstoffe, die Wirkung der Gasmaske, Bombenabwurf aus Flugzeugen, ballistische Tatsachen usw.

Außerordentlicher Wert ist auf zahlreiche, gute und neuzeitliche Abbildungen wichtiger technischer Errungenschaften (Explosionsmotoren) oder Höchstleistungen (Junkers G 38; Schrauben der „Bremen") gelegt worden. Übersichtliche Tabellen erleichtern das Aufsuchen von Konstanten und das Zurechtfinden in Maßeinheiten (Elektrizitätslehre). Mathematische Ableitungen sind mit Rücksicht auf die Einheitsausgabe nach Möglichkeit eingeschränkt, was freilich besonders bei Behandlung des Wechselstroms als Mangel empfunden werden wird.

Als weitere Stimme im Streit der Meinungen über die Didaktik der Elektrizitätslehre sei erwähnt, daß die Verfasser — mit Recht — von der Substanztheorie der Elektrizität ausgehen und dann die Feldtheorie anschließen, von vornherein aber alles als Elektronenlehre behandeln. Als Maßeinheiten dienen durchgängig die des praktischen Systems.

Die Ausstattung beider Bücher ist ausgezeichnet, besonders die farbigen Figuren der geometrischen Optik (Unterstufe). Der neue Rosenberg kann wärmstens empfohlen werden. Wolf.

NACHRICHTEN.

Röntgentagung 1935 veranstaltet von der Deutschen Gesellschaft für technische Röntgenkunde beim Deutschen Verband für die Materialprüfungen der Technik, am 8. und 9. März 1935 in Leipzig, Mineralogisches Institut der Universität, Talstr. 8.

Dr.-Ing. **Berthold**, Berlin: „Augenblicklicher Stand der Durchstrahlungsverfahren (Fehlererkennbarkeit und Normung)".

Anwendung der Röntgentechnik. Dr.-Ing. **Brenner**, Berlin: „Röntgenprüfung in der Luftfahrt". Dr. **Widemann**, Berlin: „Über die Sonderstellung des Röntgenverfahrens im Werkstoff-Prüfwesen". Reichsbahnrat Dr. **Matting**, Wittenberge: „Röntgenprüfung im Werkstoffprüfwesen der Reichsbahn". Marineoberbaurat **Schatzmann**, Wilhelmshafen: „Röntgenprüfung in der Marine". **N. N.**: „Röntgenprüfung als Prüfverfahren beim Großkesselbau (Landkessel)".

Kurzvorträge. Dr. **Schmidt**, Dortmund: „Röntgenprüfung beim Brückenbau". Dr. **Vaupel**, Berlin: „Röntgenprüfung von Stahlseilen". Dr.-Ing. **Stäblein**, Essen: „Röntgenprüfung von Hochdruckbehältern in der chemischen Industrie". Rönt. Techn. **Grimm**, Wittenberge: „Technische Hilfsmittel für die praktische Ausführung von Grobstrukturuntersuchungen".

Professor Dr. **Schiebold**, Leipzig: „Augenblicklicher Stand der Feinstrukturanalyse mit Röntgenstrahlen (Strukturanalyse, Spannungsmessung, Röntgenspektralanalyse)".

Anwendung der Röntgentechnik in der Feinstruktur. Dr. **Henning**, Leipzig: „Röntgenprüfung von Wolle". Dr. **Schramek**, Dresden: „Röntgenprüfung von Pflanzenfasern". Dr. **U. Hofmann**, Berlin-Charlottenburg: „Feinstrukturuntersuchungen an aktiven Kohlen". Dr. **Büssem**, Berlin-Dahlem: „Feinstrukturuntersuchungen an keramischen Massen". Dr. **Sybel**, Bitterfeld: „Feinstrukturuntersuchungen bei Legierungen". Professor Dr. **Schleede**, Leipzig: „Röntgenographische Untersuchungen über die Ursache der Lumineszenzfähigkeit von reinem Zinksulfid". Professor Dr. **Hein**, Leipzig: „Verwendung von Debye-Scherrer-Aufnahmen bei präparativ-chemischen Arbeiten". Prof. Dr. **Kirchner**, Leipzig: „Verwendung der Elektroneninterferenz für Strukturuntersuchungen an Fetten".

Stiftung Galileo Gallilei. Kgl. Universität Pisa. Die Stiftung schreibt eine Bewerbung um ein Stipendium zur wissenschaftlichen Fortbildung für das Studienjahr 1935/36 aus. Die Bewerbung ist offen für italienische Staatsangehörige und Ausländer, die bereits den Doktorgrad erworben haben. Seit der Promotion können fünf Jahre — nicht mehr — verstrichen sein. Die Bewerber müssen sich in den Naturwissenschaften und zwar in Experimentalphysik, Experimentalchemie fortzubilden beabsichtigen. Letzter Termin für die Einreichung der Bewerbung: 31. Mai 1935 an die Universität Pisa.

Habilitiert: An der Universität Erlangen Dr. A. Meuwsen für Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Würzburg Dr. Wilhelm Jander zum ord. Professor der anorganischen und analytischen Chemie an der Universität Frankfurt a. M., Dr.-Ing. Otto Fuchs in Frankfurt a. M. zum ord. Professor für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Darmstadt, der Privatdozent für Chemie an der Universität Münster i. W. Dr. Wolfgang Langenbeck zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent für Agrikulturchemie an der Universität Königsberg Dr. Kurt Nehring zum a. o. Professor daselbst, der beamtete a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Erich Tiede zum o. d. Professor der anorganischen Chemie daselbst, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Günther Cario zum a. o. Professor der Physik daselbst.

Gestorben: Der Professor für Agrikulturchemie am Herderinstitut in Riga Dr. Woldemar v. Knieriem, der frühere Präsident des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins Ing. Joseph Chuard in Zürich.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig. DA.: 1500. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.